



Étude dans les états finals dileptoniques de différentes propriétés des paires top-antitop avec les détecteurs D0 et ATLAS

Cécile Deterre

► To cite this version:

Cécile Deterre. Étude dans les états finals dileptoniques de différentes propriétés des paires top-antitop avec les détecteurs D0 et ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT : . tel-00725209

HAL Id: tel-00725209

<https://theses.hal.science/tel-00725209>

Submitted on 24 Aug 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
(PARIS 6)

École Doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos (ED 517)

Spécialité : Physique

par

Cécile DETERRE

Étude dans les états finals dileptoniques de différentes propriétés des paires top-antitop avec les détecteurs D0 et ATLAS

Soutenue le 26 juin 2012 devant la commission d'examen composée de :

Mme	Martine	Bosman	rapporteur
M.	Jorgen	D'Hondt	rapporteur
M.	Eric	Kajfasz	examineur
M.	Juan-Antonio	Aguilar-Saavedra	examineur
M.	Jacques	Chauveau	président du jury
M.	Frédéric	Déliot	encadrant
M.	Didier	Vilanova	directeur de thèse

Table des matières

Introduction générale	7
I Éléments de théorie	9
1 Le modèle standard	11
1.1 Introduction : historique rapide	11
1.2 Le modèle standard	12
1.3 Prédictions et limites du modèle standard	20
2 Le quark top	23
2.1 Propriétés du quark top	23
2.2 L'asymétrie de charge de la paire $t\bar{t}$	27
2.3 Conclusion	31
II Dispositif expérimental : le Tevatron et le LHC, les détecteurs D0 et ATLAS	37
3 Les accélérateurs : Tevatron et LHC	41
3.1 Le Tevatron et sa chaîne d'accélération	41
3.2 Le LHC	44
4 Les détecteurs : D0 et ATLAS	47
4.1 Introduction	47
4.2 Le détecteur D0	49
4.3 ATLAS	62
III Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top à D0	71
5 Reconstruction des objets	73
5.1 Chaîne de reconstruction	73
5.2 Reconstruction des objets	73
5.3 Correction des événements simulés	88
6 Mesure de la section efficace	93
6.1 Données et sélection	93
6.2 Mesure de la section efficace par la méthode de comptage	101
6.3 Mesure simultanée de la section efficace et du rapport R_b	109
6.4 Combinaison avec le canal lepton+jets	123
IV Mesure de l'asymétrie de charge de la paire top-antitop dans l'expérience ATLAS	131
7 Reconstruction des objets - ATLAS	133
7.1 Reconstruction des traces et des vertex	133
7.2 Reconstruction et étalonnage de l'énergie des jets	134
7.3 Reconstruction et identification des électrons	135

TABLE DES MATIÈRES

7.4	Reconstruction et identification des muons	137
7.5	Energie transverse manquante	138
8	Mesure de l'asymétrie de charge	141
8.1	Mesure de l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$ dans le canal dilepton	141
8.2	Combinaison avec le canal lepton+jets et interprétation des résultats	169
8.3	Perspectives	170
	Conclusion	175

Remerciements

Ces trois années de thèse ont été une très bonne expérience dans le milieu de la recherche qui m'attire depuis longtemps et dans lequel je veux poursuivre. Si l'expérience fut réussie, c'est grâce à de nombreuses personnes que je souhaite remercier ici.

Tout d'abord, un grand merci aux membres du jury : Martine Bosman et Jorgen D'Hondt pour avoir accepté d'être rapporteurs, Eric Kajfasz et Juan-Antonio Aguilar-Saavedra pour avoir accepté de participer à la commission d'examen, et Jacques Chauveau pour avoir pris la présidence de ce jury.

Je souhaite ensuite remercier Philippe Chomaz, directeur de l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers, et Ursula Bassler, chef du Service de Physique des Particules, de m'avoir accueillie en thèse.

Un grand merci à Didier Vilanova d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Ta relecture du manuscrit a été très bénéfique et a permis de le rendre un peu plus compréhensible, même si certaines parties ont été rayées un peu trop vite à mon goût ! J'ai beaucoup apprécié ta prise de recul sur le travail réalisé. Mais je retiendrai aussi les discussions fondamentales sur les différences entre l'anglais d'Oxford et de Cambridge, la typographie ou la forme des pointes de chaussures.

Je tiens à remercier Frédéric Déliot qui m'a encadrée pendant ces trois années, et avec qui j'ai beaucoup apprécié de travailler. Le pari d'une thèse dans deux collaborations n'était pas évident et comme cela a été dit pendant la soutenance, l'encadrant mérite sa part de félicitations lorsque cela fonctionne ! C'est grâce à ta présence, à ta patience et à ta capacité à tout mener de front (même si ça te fait râler) que la transition entre D0 et ATLAS s'est bien passée... merci pour tout ça ! J'espère que nous serons encore amenés à travailler ensemble.

Le plus grand succès de cette thèse est sans aucun doute d'avoir survécu à la jungle qu'est le bureau 10F. Romain et Matthieu, vous aviez mis la barre très haut en pétages de câbles et discussions absurdes. Vos successeurs sont dignes de vous. Antoine et Alexandre, il va falloir progresser un peu pour vous faire embaucher aux Guignols mais vous êtes sur la bonne voie. Hervé Grabas, tu n'es pas vraiment du 10F mais tu peux déménager quand tu veux. Émilien, bon courage pour supporter tout ça pendant ta troisième année ! Plus sérieusement, ce bureau de thésards loin des chefs permet de poser plein de questions sans avoir peur d'être ridicule. Merci donc à Romain et Matthieu pour votre patience pendant ma première année, alors que je ne connaissais rien de D0 et des mystères de ROOT. Bon courage pour vos post-docs, et à bientôt au CERN !

Cette thèse a également été marquée par les déplacements à Fermilab qui permettent de donner une ambiance particulière au groupe D0. Les longues soirées de boulot avant Moriond (que l'on finit toujours par rater), mais aussi les soirées un peu moins studieuses passées à la maison de Saclay, dans les bars de blues, ou à supporter les Bulls et les Blackhawks... ça me manque déjà ! Je veux remercier l'ensemble du groupe D0 ainsi que les membres du groupe ATLAS qui m'ont beaucoup aidée dans cette deuxième partie de thèse. Merci donc à Marc, Slava (c'est plus facile de travailler avec des Russes que de partir en vacances chez eux !), Boris (malgré le Z pT reweighting), Fabrice chevelu ou non, Anne-Isabelle, Jérôme, Léa, Prolay et Nicolas. Merci aux anciens thésards du groupe D0, en particulier Aurélien, Jon et Solène... en espérant vous voir bientôt à

REMERCIEMENTS

Paris, au CERN ou à Hambourg. Merci également aux thésards du SPP pour ces repas du vendredi toujours agréables. Une pensée particulière pour ceux qui sont en train de finir : bon courage à Michaël, Vincent et Nayanka !

Je souhaite vivement remercier Manou ainsi que tous les Deterre, cousins, oncles et tantes, qui ont pu assister à la soutenance. Ca n'a pas été facile de rester éveillés, je l'ai bien vu ! Je veux aussi remercier Sophie pour ces trois années de « couloc ». Bonne chance pour la suite !

Merci également au groupe du 4G : Nico, Blandine, François, Pingouin, Jeremy et Sophie, Rémi, Quentin et Do, et un merci particulier à Claire, Camille et Loïc pour avoir été présents à la soutenance. Camille, bon courage pour ta dernière année, et Loïc pour la dernière ligne droite ! J'espère bien que le prochain week-end 4G se fera à Hambourg. Merci à ma paupiette Antoine d'avoir été là. N'essaie pas d'embaucher mes collègues dans le conseil, les vrais chercheurs ne passeront jamais du côté obscur de la force.

Un grand merci aux copines de Nantes, en particulier à Anne et Alice qui ont fait le déplacement pour la soutenance. Cela m'a fait vraiment très très plaisir que vous soyez là. Un grand merci aussi à Evelyne, Sarah et Alice pour leur soutien. Et félicitations à toutes, nous avons plein de belles choses à fêter cette année ! Merci évidemment aux mecs (vous me devez le respect maintenant !) : Régis, Anthony et Anthony, Fabien et Simon. Et puis une pensée pour Anna et petit Paul !

Un immense merci à mes parents pour leurs encouragements et leur soutien tout au long de ces études. Merci d'être venus et d'avoir fait de la soutenance une si belle journée. Merci à Romain d'avoir fait le déplacement de Montréal presque spécialement pour moi ! Je n'avais jamais vu quelqu'un de l'assistance vouloir poser une question pendant une soutenance... c'est fait grâce à toi.

Et enfin une petite tentative en allemand... Alexander, diese drei Jahren waren so schön, weil du bei mir warst. Vielen Dank für deine Geduld und Unterstützung und Danke auch an deine Familie. Die Zukunft wird spannend !

Introduction générale

Avec la physique des particules, nous cherchons à décrire les constituants les plus élémentaires de la matière. Ce domaine de la physique a vu le jour dans les années 1930 et se développe depuis lors grâce à une collaboration entre les théoriciens qui proposent de nouveaux modèles et formalisent la théorie, et les expérimentateurs qui cherchent à les vérifier en cherchant des particules non observées, ou en mesurant les propriétés des particules connues. La théorie actuelle, appelée « modèle standard de la physique des particules » est un grand succès de par les nombreuses prédictions qu'elle a permis de faire et qui ont été vérifiées expérimentalement. Elle n'a pu être mise en défaut à l'heure actuelle. Nous nous intéressons dans cette thèse à l'un des constituants fondamentaux décrits par le modèle standard : le quark top.

Pour aller sonder au plus profond de la matière, des énergies considérables doivent être atteintes. L'étude des rayons cosmiques permet d'observer des phénomènes à hautes énergies, mais ces événements sont rares et imprévisibles. Dès le début du vingtième siècle, la physique des particules s'est basée sur la conception d'accélérateurs. Les prouesses technologiques réalisées sont toujours plus impressionnantes et le LHC en est le dernier exemple. Ce collisionneur situé en Suisse est le plus puissant jamais construit. Il a succédé en 2008 au Tevatron, situé aux Etats-Unis, qui est resté pendant vingt ans le plus grand collisionneur au monde. Les études présentées dans cette thèse ont été menées auprès de deux expériences : D0 situé auprès du Tevatron, et ATLAS auprès du LHC. Ce travail a été réalisé pendant le moment clé de passage de témoin entre les deux collisionneurs, où certaines analyses réalisées au LHC sont devenues plus performantes que celles du Tevatron.

Dans cette thèse, nous nous intéressons à plusieurs propriétés du quark top. A D0 nous avons mesuré la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ et le rapport d'embranchement du quark top en un boson W et un quark b . Dans ATLAS, nous avons mesuré l'asymétrie de charge du top. Toutes ces analyses ont pour but de tester le modèle standard car chacune de ces propriétés est prédite de manière précise par la théorie.

Ce manuscrit est divisé en quatre parties. Dans une première partie nous évoquerons des éléments de théorie liés au modèle standard et à la physique du quark top. Nous décrirons ensuite dans une deuxième partie les deux collisionneurs et les deux expériences auprès desquelles les analyses ont été réalisées. Dans la troisième partie nous parlerons de la reconstruction des objets physiques dans l'expérience D0, puis nous décrirons la mesure de la section efficace et du rapport d'embranchement du quark top. Enfin, nous nous intéresserons à l'analyse réalisée dans d'ATLAS.

Première partie

Éléments de théorie

Le modèle standard de la physique des particules

Physique quantique : un bilan mitigé

Alexandre Astier

Le modèle standard de la physique des particules décrit les particules élémentaires et leurs interactions. Cette théorie a été développée à partir des années 1940 et jusqu'à la fin des années 70. Elle a connu un grand succès en raison de ses nombreuses prédictions qui ont pu être confirmées par l'expérience. Dans ce chapitre, nous présenterons rapidement son histoire puis ses principales caractéristiques. Nous parlerons aussi des éléments qui montrent les limites de cette théorie et motivent des études qui pourraient mettre en évidence des indices de physique au-delà de la théorie actuelle. Nous évoquerons donc quelques modèles qui sont des extensions du modèle standard et qui sont liés aux analyses présentées par la suite.

1.1 Introduction : historique rapide

L'atome a longtemps été considéré comme la brique fondamentale de la matière. Sa structure commence à être comprise lors de la découverte de l'électron par J.J. Thomson en 1897 [1], puis par l'expérience de diffusion de Rutherford en 1911 qui met en évidence l'existence du noyau de l'atome [2]. Dans cette expérience, Rutherford envoie des particules α sur une feuille d'or, et observe leur déviation. Seule une faible fraction d'entre elles est déviée ce qui prouve que la matière est concentrée dans une petite partie de l'atome. Rutherford propose le « modèle planétaire » pour décrire la structure de l'atome dans lequel les électrons gravitent autour du noyau. Ce modèle ne peut pourtant fonctionner, et Bohr propose le « modèle quantique » en 1913, dans lequel les orbites des électrons sont discrètes et leurs énergies quantifiées [3]. Après la découverte du neutron en 1932, tout peut être expliqué de manière assez simple : la matière est constituée d'électrons, et de protons et neutrons qui constituent le noyau.

On ne peut pourtant expliquer à l'époque la force qui maintient les protons et neutrons dans le noyau malgré la répulsion électrique. L'existence d'une interaction forte de courte portée est postulée par Yukawa en 1934 [4]. Il prédit aussi l'existence d'un médiateur de cette interaction qu'il appelle méson (du grec « moyen », tandis que lepton signifie « léger » et baryon « lourd »). Le pion est découvert à la fin des années 1930 en étudiant les rayons cosmiques et semble être un bon candidat. Le muon est également découvert à cette période, mais son rôle reste inconnu pendant longtemps.

Pour expliquer l'effet photoélectrique, Einstein propose en 1905 la quantification du champ électromagnétique [5] et prolonge l'idée de Planck qui l'avait déjà utilisée pour résoudre le problème du corps noir. L'existence de quanta d'énergie électromagnétique (les photons) est pourtant mise en doute jusqu'à l'expérience de diffusion de Compton en 1923 [6] qui confirme la théorie

d'Einstein. La théorie de l'électrodynamique quantique est développée entre 1927 et la fin des années 1940, d'abord par Dirac qui développe le formalisme de la mécanique quantique pour des particules relativistes, puis par Tomonaga, Feynman et Schwinger [7, 8, 9].

En 1930 Pauli prédit l'existence du neutrino pour expliquer le spectre en énergie des électrons émis lors de désintégrations β [10]. C'est le premier indice de l'existence de l'interaction faible. Les neutrinos sont observés vingt ans plus tard. La théorie de l'interaction faible est développée jusque dans les années 1960 et sera finalisée par Glashow, Weinberg et Salam [11, 12, 13].

Dans les années 1940 à 1950, l'étude des rayons cosmiques et l'utilisation des accélérateurs de particules permettent la découverte inattendue de nombreuses particules. À défaut de comprendre leur rôle, les physiciens, et notamment Gell-Mann, assignent à ces particules un nombre quantique qui est conservé au moment de leur création et désintégration : l'étrangeté [14]. Il est ainsi possible de classer les particules en fonction de leur étrangeté et de leur charge. Cette méthode permet de prédire l'existence de particules qui seront découvertes par la suite. En s'appuyant sur les symétries dégagées, Gell-Mann propose en 1964 l'idée que les particules sont composées de constituants plus élémentaires appelés quarks. Pour constituer les particules connues, trois quarks sont nécessaires (u, d et s), alors que quatre leptons ont déjà été découverts. Il ne semble donc pas y avoir de symétrie entre les nombres de quarks et de leptons. Une autre difficulté se pose : dans la théorie de Gell-Mann, certaines particules doivent être constituées de trois quarks de même saveur ce qui semble s'opposer au principe d'exclusion de Pauli. Pour résoudre ce problème, Greenberg propose d'ajouter trois nombres quantiques aux quarks : les couleurs [15]. L'existence des quarks est longtemps remise en question à cause de ces difficultés théoriques et de l'impossibilité d'observer un quark seul. Cette propriété est appelée confinement. Elle est expliquée en utilisant les couleurs et en postulant que les seuls états observables sont non-colorés. Une expérience de diffusion similaire à l'expérience de Rutherford où des électrons sont diffusés par des protons met en évidence quelques années plus tard la structure du proton. Les îlots de matière dans le proton sont appelés partons, et ne sont identifiés avec les quarks qu'en 1974, lorsque leur existence sera admise. Le J/Ψ est découvert en 1974 et présente une masse et une durée de vie beaucoup plus élevées que toutes les particules connues jusqu'alors. Ses propriétés ne peuvent être expliquées que par l'existence d'un quatrième quark, ce qui a été prédit par Glashow, Iliopoulos et Maiani en 1970 [16]. Leur prédiction est fondée sur la volonté d'éviter les changements de saveurs par courant neutre, et pour expliquer en particulier pourquoi la désintégration $K \rightarrow \mu^+ \mu^-$ n'est pas observée. Ils postulent donc l'existence du quark charmé. Après la découverte du J/Ψ , le modèle des quarks est admis par la communauté. La symétrie entre familles de quarks et de leptons ne tient pas longtemps puisque le τ est découvert en 1975. En 1977, la découverte du quark b via l'observation d'un nouveau méson (le Υ) vient la rétablir. L'existence d'un sixième quark, le quark top, est donc postulée. Celui-ci sera observé en 1995 au Tevatron [17, 18]. La théorie de la chromodynamique quantique est développée en parallèle de ces découvertes, jusque dans les années 1970.

1.2 Le modèle standard

1.2.1 Les particules du modèle standard

Trois familles de leptons et de quarks constituent le modèle standard à ce jour. Leurs propriétés sont résumées dans les tableaux 1.1 et 1.2. Ces particules sont des fermions et donc de spin demi-entier. Quatre bosons sont les médiateurs des interactions décrites par le modèle standard. Le photon est le médiateur de l'interaction électromagnétique, les bosons W^\pm et Z sont ceux de l'interaction faible, et les gluons sont les médiateurs de l'interaction forte. Leurs caractéristiques sont décrites dans la table 1.3.

	Leptons			
	Symbole	Nom	Charge électrique	Masse
1 ^{ère} famille	e	électron	-1	0,511 MeV
	ν_e	neutrino électronique	0	< 2 eV
2 ^{ème} famille	μ	muon	-1	106 MeV
	ν_μ	neutrino muonique	0	< 2 eV
3 ^{ème} famille	τ	tau	-1	1777 MeV
	ν_τ	neutrino tauique	0	< 2 eV

TAB. 1.1 – Familles de leptons et leurs propriétés [19]

	Quarks			
	Symbole	Nom	Charge électrique	Masse approchée
1 ^{ère} famille	u	<i>up</i>	+2/3	1,7-3,1 MeV
	d	<i>down</i>	-1/3	4,1-5,7 MeV
2 ^{ème} famille	c	<i>charm</i>	+2/3	1,29 GeV
	s	<i>strange</i>	-1/3	100 MeV
3 ^{ème} famille	t	<i>top</i>	+2/3	172,9 GeV
	b	<i>bottom</i>	-1/3	4,2 GeV

TAB. 1.2 – Familles de quarks et leurs propriétés [19]

Nom	Interaction	Charge électrique	Portée	Masse
Photon	électromagnétique	0	Infinie	0
W^\pm	faible	± 1	$\approx 10^{-16} - 10^{-17}$ m	80,4 GeV
Z		0		91,2 GeV
gluons	forte	0	$\approx 10^{-15}$ m	0

TAB. 1.3 – Bosons de jauge [19]

1.2.2 Construction des théories de jauge

L'électrodynamique quantique est la première théorie de jauge élaborée et constitue le premier pan du modèle standard. Une théorie de jauge est telle que le lagrangien décrivant l'interaction respecte une symétrie particulière que nous allons décrire. L'électrodynamique quantique eut un tel succès que les autres théories (décrivant les interactions faible et forte) ont été construites sur son modèle.

Les symétries sont des éléments clés de la physique. Une symétrie est une transformation appliquée sur un système et qui le laisse invariant. En 1918, Emmy Noether montra que toute symétrie continue d'un système implique la conservation d'une quantité au cours de son évolution [20]. Par exemple, l'invariance des lois de la physique par rotation et par translation dans

l'espace et le temps implique respectivement la conservation du moment cinétique, de l'impulsion et de l'énergie.

Dans les interactions électromagnétiques, la charge électrique est conservée, ce qui implique une symétrie supplémentaire du lagrangien. On peut montrer que pour conserver la charge électrique, le lagrangien doit être invariant sous la transformation $\psi \rightarrow e^{i\alpha} \psi$, où les fermions sont ici représentés par des spineurs de Dirac notés ψ . Si on considère le lagrangien correspondant à l'équation de Dirac décrivant la dynamique du champ ψ , on a :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.1)$$

et on vérifie facilement qu'il est invariant sous la transformation $\psi \rightarrow e^{i\alpha} \psi$. Ici la phase α ne dépend pas du point considéré, on appelle donc cette symétrie une invariance de jauge globale.

En plus de cette symétrie continue, on définit les symétries discrètes C, P et T comme suit :

- C change une particule en son antiparticule ;
- P renverse les coordonnées de position ;
- T renverse la coordonnée de temps.

Les interactions électromagnétique et forte respectent chacune de ces symétries, tandis que l'interaction faible les viole ainsi que la combinaison CP. Seule la symétrie CPT est supposée être une symétrie exacte de toutes les interactions.

1.2.3 L'électrodynamique quantique (QED)

L'électrodynamique quantique est construite sur une symétrie de jauge locale. Le lagrangien doit donc être invariant sous la transformation $\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi$ où $\alpha(x)$ dépend du point de l'espace-temps. La famille des transformations appliquées correspond au groupe unitaire U(1). Le lagrangien précédent (1.1) devient :

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha. \quad (1.2)$$

Pour préserver l'invariance du lagrangien précédent, on introduit un champ vectoriel se transformant suivant :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha, \quad (1.3)$$

et la dérivée partielle est changée en une dérivée covariante définie comme : $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$. En remplaçant ces termes dans le lagrangien 1.1, celui-ci devient invariant sous transformation de jauge locale. De plus, un terme d'interaction apparaît. Il correspond au couplage entre le champ A_μ et ψ :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu. \quad (1.4)$$

Pour que le champ A_μ corresponde à un champ physique, il faut lui ajouter un terme cinétique. Pour respecter l'invariance de jauge, celui-ci est construit avec le tenseur électromagnétique $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. On obtient ainsi le lagrangien de l'électrodynamique quantique :

$$\mathcal{L}_{QED} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.5)$$

En imposant le choix de la symétrie de jauge locale, on passe de la description d'un fermion libre à celle d'un fermion interagissant avec le champ de jauge A_μ . Celui-ci correspond au photon, vecteur de l'interaction électromagnétique. Le photon est de masse nulle car l'introduction d'un terme en $mA_\mu A^\mu$ briserait l'invariance de jauge.

L'amplitude \mathcal{M} d'un processus peut être écrite à partir des règles de Feynman et des diagrammes le représentant. La section efficace de ce processus peut s'écrire ainsi :

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{F} dQ, \quad (1.6)$$

où dQ représente l'espace des phases et F le flux correspondant au nombre de particules cibles et à leur énergie.

Pour calculer l'amplitude d'un processus, il est important de prendre en compte les corrections provenant d'ordres supérieurs, c'est-à-dire des diagrammes ayant les mêmes états initial et final, mais où des boucles apparaissent correspondant à l'émission de particules virtuelles. Les diagrammes de la figure 1.1 montrent des exemples de processus à une boucle pour la réaction $e^+e^- \rightarrow \gamma$. A chaque nouveau couplage entre électron et photon, l'amplitude du processus est multipliée par $\sqrt{\alpha}$, où α est la constante de structure fine et vaut :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}. \quad (1.7)$$

La valeur assez faible de cette constante devrait indiquer que les contributions des diagrammes d'ordres supérieurs sont limitées et que les calculs d'observables en QED doivent atteindre une précision raisonnable en utilisant seulement les premiers ordres en $\sqrt{\alpha}$. Pourtant, en intégrant sur toutes les valeurs d'impulsion possibles dans les boucles de certains diagrammes, leurs contributions divergent. Pour garder le caractère prédictif de la théorie, ces infinis peuvent être absorbés par une procédure dite de renormalisation. Elle consiste à introduire une échelle en énergie, appelée échelle de renormalisation. Certains paramètres de la théorie sont redéfinis (notamment la constante de couplage), et dépendent de l'échelle de renormalisation tandis que les grandeurs mesurées en sont indépendantes.

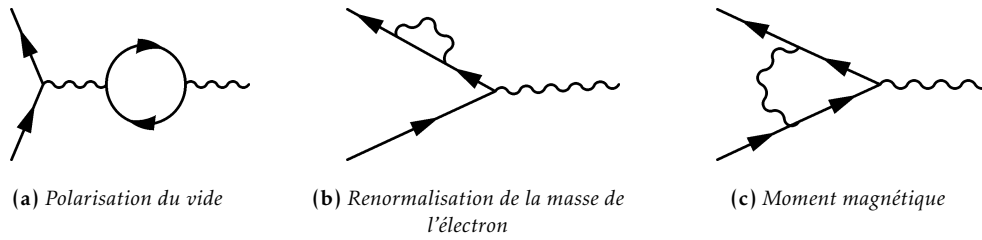


FIG. 1.1 – Exemples de diagrammes du second ordre pour l'annihilation e^+e^- .

1.2.4 La chromodynamique quantique (QCD)

La théorie décrivant la dynamique des quarks et gluons est appelée chromodynamique quantique. Elle s'est construite sur le même modèle que l'électrodynamique quantique mais il existe des différences importantes entre les deux théories. Nous avons vu que la notion de couleur a été introduite pour éviter la violation du principe de Pauli. Les quarks ont donc trois composantes, et la QCD est fondée sur la symétrie sous les transformations du groupe $SU(3)$. Le lagrangien décrivant une particule libre s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{q}_j (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q_j, \quad (1.8)$$

où $j = 1, 2, 3$ parcourt les indices de couleur.

On introduit une transformation de jauge locale de la forme :

$$q(x) \rightarrow q(x) = e^{i\alpha_a(x)T_a} q(x), \quad (1.9)$$

où $a = 1, \dots, 8$, et les matrices T_a sont les générateurs du groupe $SU(3)$ (liées aux matrices de Gell-Mann par la relation $T_a = \lambda_a/2$). Pour rétablir l'invariance du lagrangien, on introduit huit champs de jauge G_μ^a tels que :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha_a - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c, \quad (1.10)$$

et la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a$. Les termes f_{abc} sont les constantes de structure du groupe SU(3), tandis que g est la constante de couplage de la QCD.

En ajoutant un terme cinétique pour les champs de jauge, on obtient le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu \frac{\lambda_a}{2} q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (1.11)$$

où $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c$.

Le groupe SU(3) étant non-abélien, le tenseur de force a une forme particulière qui implique l'existence de couplages à trois et quatre gluons en plus des processus similaires à ceux de la QED. On a donc les processus correspondant aux différents diagrammes de la figure 1.2.

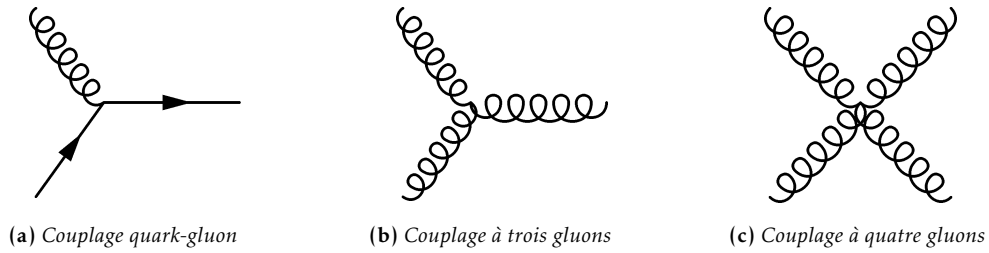


FIG. 1.2 – Diagrammes de Feynman des couplages autorisés par la QCD

Comme dans le cas de l'électrodynamique quantique, la procédure de renormalisation est nécessaire pour absorber les contributions infinies provenant des corrections quantiques. La constante de couplage de la QCD est redéfinie, mais contrairement à la QED, celle-ci diminue lorsque l'énergie augmente. A basse énergie, la constante de couplage est élevée et les quarks sont très fortement liés entre eux, tandis qu'à haute énergie, ils se comportent quasiment comme s'ils étaient libres. Ce phénomène est appelé « liberté asymptotique ». Pour des énergies élevées il est possible d'effectuer des calculs perturbatifs comme en QED. Les processus qui peuvent être calculés de manière perturbative sont par exemple les sections efficaces de processus hadroniques, ainsi que les émissions de quarks ou de gluons dans les états initial et final. De nombreux autres processus ayant lieu à basse énergie ne sont par contre pas calculables. C'est le cas par exemple pour la structure des nucléons et en particulier les fonctions de densité de partons (*parton density functions*, PDF). Celles-ci sont mesurées par différentes expériences de diffusion inélastique. C'est également le cas de l'hadronisation qui décrit les gerbes de hadrons et leur désintégration en particules stables qui seront détectées dans les expériences. Différents modèles phénoménologiques ont été développés pour tenter de les décrire. Les deux modèles principaux sont le modèle des cordes (utilisé dans le générateur PYTHIA [21]) et l'hadronisation par amas (implémentée dans HERWIG [22]).

Beaucoup de processus physiques comprennent une partie à haute énergie (qui peut être évaluée de manière perturbative) et une partie à basse énergie non calculable. Le théorème de factorisation indique qu'il est possible de séparer les effets à courte et longue portée et de factoriser leurs contributions. Cette procédure fait intervenir une échelle en énergie, appelée échelle de factorisation, qui définit la limite entre les deux domaines.

1.2.5 Le secteur faible

La théorie électrofaible a été présentée au début des années 1960 avec pour but d'unifier les interactions faible et électromagnétique en se basant sur le groupe de symétries $SU(2) \times U(1)$. Les contraintes expérimentales sur cette théorie sont nombreuses. L'interaction faible viole la

parité : les interactions par courant chargé ne couplent que les fermions gauches, et les neutrinos droits n'ont pas été observés. Les leptons interagissent au sein d'une même famille, tandis qu'il peut y avoir des interactions entre quarks de familles différentes. A l'époque où est développée la théorie, les interactions par courant neutre n'ont pas encore été identifiées, mais leur existence est postulée.

Pour satisfaire ces contraintes, les champs sont écrits sous la forme de doublets rassemblant les composantes gauches des fermions, et sous la forme de singlets pour les composantes droites. Les doublets sont affectés par les transformations du groupe de jauge $SU(2) \times U(1)$, tandis que les singlets sont affectés seulement par les transformations du groupe $U(1)$. Pour les quarks de la première famille on a par exemple :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_R = u_R \text{ ou } d_R. \quad (1.12)$$

Pour les leptons, le doublet est formé par les composantes gauches des leptons neutres et chargés :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \psi_R = e_R^- \quad (1.13)$$

Les transformations sous $SU(2) \times U(1)$ s'expriment comme :

$$\psi_L \rightarrow e^{i\alpha(x)T_j + i\beta(x)Y} \psi_L \quad (1.14)$$

$$\psi_R \rightarrow e^{i\beta(x)Y} \psi_R, \quad (1.15)$$

où T_j ($j = 1, 2, 3$) et Y (l'isospin) sont les générateurs des groupes $SU(2)$ et $U(1)$. Les matrices T_j sont liées aux matrices de Pauli par la relation $T_i = \sigma_i/2$. En définissant les dérivées covariantes associées à ces transformations, quatre champs de jauge apparaissent notés B et W^j .

Le lagrangien de l'interaction électrofaible s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi}_L \gamma^\mu (i\partial_\mu - g \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j - g' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_L \\ & + \bar{\psi}_R \gamma^\mu (i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_R \\ & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^j W_j^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

La première ligne de ce lagrangien correspond à l'interaction des composantes gauches des fermions avec les champs de jauge, la deuxième ligne est similaire pour les composantes droites des fermions. La troisième ligne correspond au terme cinétique des bosons de jauge et à leurs couplages, les tenseurs de force étant définis comme :

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_{\mu\nu}^j &= \partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j - g \varepsilon^{jkl} W_\mu^k W_\nu^l, \end{aligned} \quad (1.17)$$

où ε^{jkl} sont les constantes de structure de $SU(2)$. Il existe donc des couplages entre bosons vecteurs. Les différents processus possibles sont représentés sur la figure 1.3.

1.2.5. a Brisure de symétrie électrofaible

Dans le lagrangien (1.17), aucun terme de masse n'apparaît pour les champs de jauge et les fermions car cela briserait l'invariance de jauge. Pourtant les observations montrent que les particules peuvent avoir une masse non nulle. La solution à ce problème a été élaborée par Higgs,

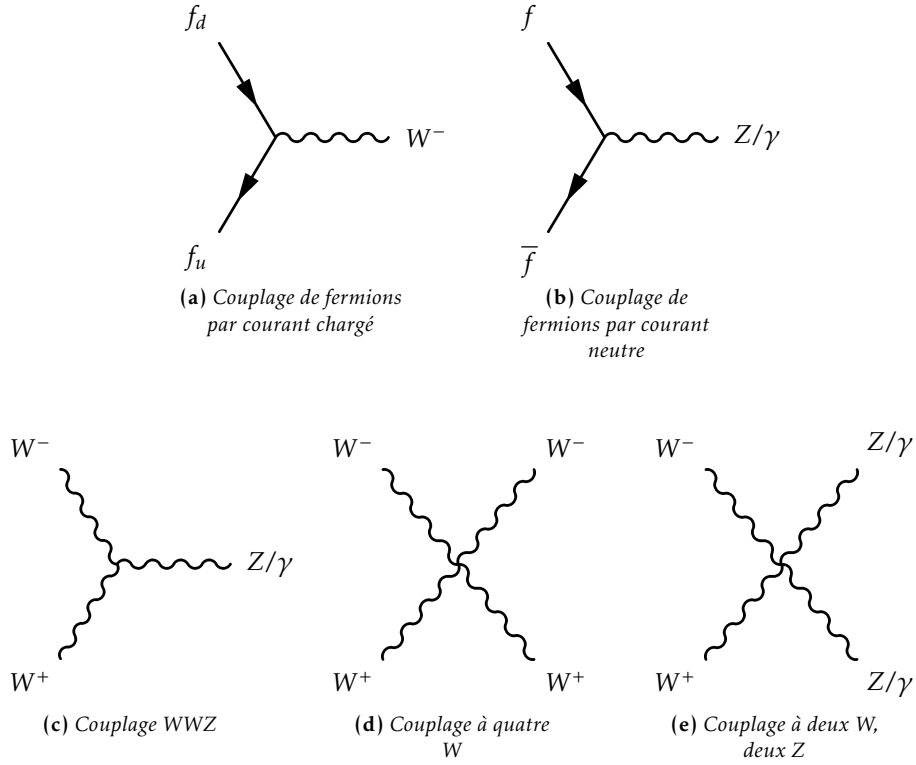


FIG. 1.3 – Diagrammes de Feynman des couplages autorisés par la théorie électrofaible

Englert et Brout en 1964 [23, 24]. Elle consiste à introduire un doublet de champs scalaires dont la dynamique respecte la symétrie de jauge, mais dont l'état fondamental la brise. Ce mécanisme produit un champ scalaire massif, nommé boson de Higgs, qui se couple aux fermions pour leur donner leur masse. Cette solution n'a pas encore été confirmée par l'observation du boson de Higgs, et si celui-ci n'était pas découvert de nouvelles solutions devraient être envisagées qui exigent des extensions du modèle standard. Nous allons présenter le mécanisme de Higgs et ses conséquences sur la théorie électrofaible.

Un doublet noté Φ est introduit et un terme est ajouté au lagrangien :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}, \text{ avec } \begin{aligned} \Phi^+ &= (\Phi_1 + i\Phi_2)/\sqrt{2} \\ \Phi^0 &= (\Phi_3 + i\Phi_4)/\sqrt{2}, \end{aligned}$$

et

$$\mathcal{L}_H = |(i\partial_\mu - g \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j - g' \frac{Y}{2} B_\mu) \Phi|^2 - V(\Phi), \quad (1.18)$$

où $V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$, et $| \cdot |^2 \equiv (\cdot)^\dagger (\cdot)$.

En choisissant le cas où $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\Phi)$ atteint son minimum pour $|\Phi| = \sqrt{-\mu^2/\lambda} = v/\sqrt{2}$, et on peut choisir d'écrire l'état fondamental de Φ tel que :

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

Si on veut reparamétriser le champ Φ et le développer autour de cet état fondamental, on peut écrire :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \frac{\xi^1(x) + i\xi^2(x)}{\sqrt{2}} \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} - i\xi^3(x) \end{pmatrix}, \text{ soit au premier ordre } \Phi(x) = e^{i\frac{\sigma_j}{2}\xi^j} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

On a donc introduit quatre champs réels : le champ h massif et les trois champs ξ^j de masse nulle. Ces champs, appelés bosons de Goldstone, sont des degrés de liberté supplémentaires qui apparaissent lors de la brisure de symétrie. La théorie ne dépend pas de ces champs, et on peut faire un choix, dit de jauge unitaire, en posant $\alpha^j(x) = \xi^j(x)/v$ (où les $\alpha^j(x)$ sont les paramètres des transformations de jauge). Dans ce cas les degrés de liberté ξ^j apparaissent comme la composante longitudinale des champs W^j .

En remplaçant Φ avec sa nouvelle paramétrisation dans le lagrangien (1.18), des termes de masse pour les champs W^j apparaissent. Le terme correspondant aux bosons de jauge prend notamment la forme :

$$|(-g \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j - g' \frac{Y}{2} B_\mu) \Phi|^2 = \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} g W_\mu^3 + g' B_\mu & g(W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + i W_\mu^2) & -g W_\mu^3 + g' B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2. \quad (1.19)$$

En posant :

$$\begin{aligned} W^\pm &= \frac{W^1 \pm i W^2}{\sqrt{2}} \\ A_\mu &= \cos(\theta_W) B_\mu + \sin(\theta_W) W_\mu^3 \\ Z_\mu &= -\sin(\theta_W) B_\mu + \cos(\theta_W) W_\mu^3, \end{aligned}$$

où $\tan(\theta_W) = g'/g$, le terme (1.19) correspond à :

$$\frac{1}{2} M_W^2 W^+ W^- + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu^2,$$

et le terme de masse du champ A_μ disparaît. Nous avons donc bien trois champs massifs W^+ , W^- et Z correspondant aux vecteurs de l'interaction faible et un champ de masse nulle A_μ correspondant au photon, ce qui est conforme aux observations.

1.2.5. b Masse des fermions

Par le même mécanisme de Higgs, il est possible d'ajouter un terme au lagrangien pour rendre compte de la masse des fermions :

$$\mathcal{L}_m = -G_1 \bar{\psi}_L \Phi \psi_R + G_2 \bar{\psi}_L \Phi_c \psi_R + \text{conjugué hermitien}.$$

Les couplages G , et donc la masse des fermions, ne sont pas prédits par la théorie.

Pour les leptons de la première génération on a par exemple :

$$\mathcal{L}_m = -G_e \left((\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi_c \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right) = -m_e \bar{e} e - \frac{m_e}{v} \bar{e} e h,$$

en posant $m_e = (G_e v)/\sqrt{2}$. Le premier terme du lagrangien est le terme de masse de l'électron, le deuxième terme représente son couplage aux champs de Higgs.

Lorsque plusieurs générations de fermions sont considérées, des couplages peuvent apparaître entre elles. En effet, dans le cas le plus général, les constantes de couplages G peuvent être des matrices. On peut redéfinir les doublets de fermions gauches pour diagonaliser les matrices de masse. On définit ainsi pour les quarks : $u_L^i = (u_L, c_L, t_L)$ et $d_L^i = (d_L, s_L, b_L)$ dans leur base d'origine, et $u_L'^i$ et $d_L'^i$ dans la nouvelle base. Les deux bases sont liées par des transformations unitaires :

$$u_L^i = U_u^{ij} u_L'^j, \quad d_L^i = U_d^{ij} d_L'^j.$$

Les interactions par courant neutre ne sont pas affectées par ce changement puisque $\bar{u}'_L u'_L = \bar{u}_L u_L$ et $\bar{d}'_L d'_L = \bar{d}_L d_L$. Par contre, le terme du lagrangien correspondant au courant chargé est modifié :

$$\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{d}_L^i \gamma^\mu u_L^i \rightarrow \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{d}_L'^i \gamma^\mu (U_u^\dagger U_d)_{ij} u_L'^j.$$

On pose $V_{ij} = (U_u^\dagger U_d)_{ij}$. Cette matrice est appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (ou matrice CKM) [25]. Les termes non-diagonaux permettent des transitions entre les différentes familles de quarks. La matrice CKM étant unitaire, ses paramètres libres sont au nombre de quatre : trois paramètres réels et une phase. Les transitions entre familles ne sont pas possibles dans le secteur des leptons. En effet, le neutrino droit n'étant pas présent, la transformation des deux composants du doublet doit être la même et la forme des courants chargés reste inchangée. Certains des éléments de la matrice CKM peuvent être mesurés et d'autres sont obtenus en postulant que les familles sont au nombre de trois et que la condition d'unitarité de la matrice CKM est bien respectée. Voici les valeurs obtenues pour les différents éléments [19] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix}$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,97428 \pm 0,00015 & 0,2253 \pm 0,0007 & 0,00347^{+0,00016}_{-0,00012} \\ 0,2252 \pm 0,0007 & 0,97345^{+0,00015}_{-0,00016} & 0,0410^{+0,0011}_{-0,0007} \\ 0,00862^{+0,00026}_{-0,00020} & 0,0403^{+0,0011}_{-0,0007} & 0,999152^{+0,000030}_{-0,000045} \end{pmatrix}.$$

On observe que les éléments de la diagonale sont les plus proches de 1, mais certains éléments diagonaux ont des valeurs assez élevées.

1.3 Prédictions et limites du modèle standard

Les paramètres libres du modèle standard sont nombreux : les trois constantes de couplage (des interactions électromagnétique, faible et forte), les masses des quarks et fermions, les quatre paramètres de la matrice CKM et les paramètres introduits par le mécanisme de Higgs (v et θ_W). Pourtant, le modèle standard a un grand pouvoir prédictif, et son succès réside dans ses prédictions très précises qui continuent d'être vérifiées aujourd'hui. Il impose notamment des relations entre des paramètres libres qui peuvent être mesurés de manière indépendante. Ces relations peuvent donc être testées. Des groupes de travail ont listé différentes observables mesurées de manière précise au LEP, au Tevatron ou dans d'autres expériences, et comparent ces mesures aux prédictions théoriques [26]. L'accord obtenu est bon malgré quelques tensions d'une significativité de 2σ . On sait pourtant que le modèle standard n'explique pas toute la physique observée, et qu'il doit pouvoir être étendu à une théorie plus générale, incluant par exemple la gravitation. Les limitations sont de deux types : il y a des questions fondamentales liées au modèle standard lui-même, et des incohérences avec des observations extérieures, par exemple cosmologiques. Les plus importantes de ces questions sont listées ci-dessous.

- Le nombre de paramètres libres de la théorie est important. Le nombre de familles de quarks et de leptons est inexpliqué.
- Le problème de naturalité : les corrections des ordres supérieurs prennent des valeurs très élevées pour la masse du boson de Higgs, et un ajustement fin des paramètres du modèle standard est nécessaire pour les réduire.
- La gravité ne peut être unifiée avec le modèle standard car elle ne peut être décrite par une théorie renormalisable.
- Matière noire : les observations cosmologiques montrent qu'une grande partie de la matière de l'univers n'est pas baryonique, mais le modèle standard ne propose pas de candidat pour composer cette matière noire.
- Asymétrie baryonique : l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers ne peut être expliquée à l'heure actuelle. Elle nécessiterait des violations de symétries de charge et de parité beaucoup plus importantes que celles prédites par le modèle standard.

- Le problème de la constante cosmologique. Cette constante est introduite dans les équations de la relativité générale pour expliquer l'expansion de l'univers, et les observations cosmologiques permettent d'en estimer une valeur. Cette grandeur peut-être reliée à la densité d'énergie dans le vide. Les prédictions du modèle standard diffèrent des observations cosmologiques par 120 ordres de grandeur [27].

Pour ces raisons, de nombreux modèles de physique ont été développés afin d'étendre le modèle standard et de répondre à certaines de ces interrogations. Nous verrons que dans les analyses décrites dans ce manuscrit, nous pouvons tester les effets de certains de ces modèles et nous les évoquerons à la fin du chapitre suivant.

2

Le quark top

Je crois que toi et moi on a un peu le même problème. C'est à dire qu'on peut pas tout miser sur notre physique, surtout toi.

Michel Blanc, Les Bronzés font du ski

Nous avons vu que le quark top a été découvert en 1995 mais que son existence avait été prédite plusieurs années plus tôt. La raison de cette observation tardive est sa masse importante qui le rendait impossible à produire dans des collisionneurs jusqu'au démarrage du Tevatron puis du LHC. Les expériences D0 et CDF ont annoncé sa découverte après avoir sélectionné respectivement 17 et 27 événements de signal pour des lots de données correspondant à des luminosités intégrées de 50 et 67 pb⁻¹ [17, 18]. Aujourd'hui, des milliers d'événements ont été enregistrés à la fois au LHC et au Tevatron, et des analyses fines de ses propriétés peuvent être réalisées. Nous détaillerons dans ce chapitre les principales caractéristiques du quark top, ainsi que ses modes de production et de désintégration. Nous parlerons ensuite plus en détail de l'asymétrie de charge du top, et des modèles de nouvelle physique pouvant avoir des effets sur cette quantité.

2.1 Propriétés du quark top

Dans le modèle standard, le quark top est le partenaire d'isospin faible du quark b . Il a donc une charge électrique de $+2/3$ et son spin est de $1/2$. La principale caractéristique du quark top est sa masse très élevée, équivalente à celle d'un atome de tungstène.

De nombreuses propriétés du quark top ont été étudiées.

- Sa masse a été mesurée à la fois au Tevatron et au LHC, et la valeur moyenne obtenue au Tevatron est de : $m_t = 173,2 \pm 0,9$ GeV [28].
- La différence entre les masses du top et de l'anti-top a également été mesurée et constitue un test de l'invariance CPT. Le résultat le plus précis a été obtenu par CMS : $\Delta m = m_t - m_{\bar{t}} = -0,44 \pm 0,46$ (stat) $\pm 0,527$ (syst) GeV [29].
- La largeur du top a été estimée en mesurant la largeur partielle $\Gamma(t \rightarrow Wb)$ et en utilisant le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)$ mesuré dans notre analyse. La valeur obtenue est : $\Gamma(t \rightarrow Wb) = 2,0 \pm 0,5$ GeV [30]. Ceci est en accord avec la valeur prédite par le modèle standard de 1,3 GeV.
- On peut déduire de la largeur le temps de vie du quark top : $\tau_t = 3,3 \pm 0,8 \times 10^{-25}$ s. Le temps caractéristique d'hadronisation étant de 10^{-24} s, le quark top se désintègre avant de s'hadroniser et représente donc la possibilité unique d'étudier un quark « nu ».
- Certaines théories prédisent que le quark top observé n'est pas celui prédit par le modèle standard et aurait une charge de $-4/3$ [31]. La mesure de la charge électrique du quark top permet d'exclure ces scénarios à 99% de niveau de confiance [32].

2.1.1 Production

Le quark top peut être produit par interaction forte ou par interaction faible. Dans le premier cas, une paire top-antitop est produite par l'intermédiaire d'un gluon provenant soit d'une annihilation quark-anti-quark soit d'une fusion de gluons. Dans le deuxième cas le quark top est produit en association avec un quark b ou un boson W . Les diagrammes de Feynman correspondant à ces processus sont présentés sur la figure 2.1.

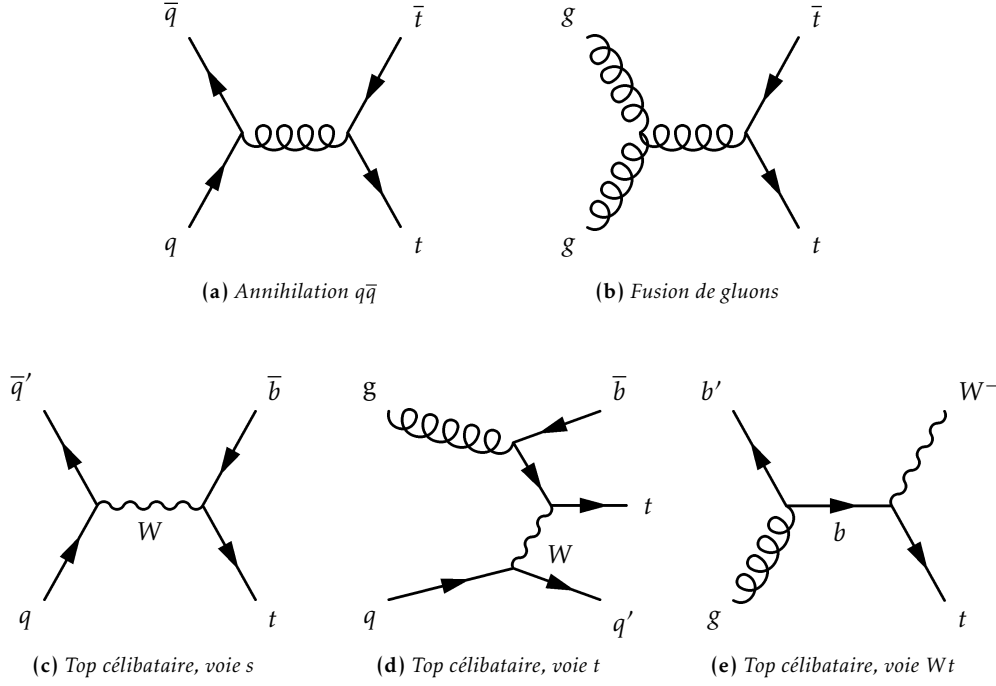


FIG. 2.1 – Diagrammes de Feynman de production du top.

Nous nous intéresserons ici à la production dominante de quarks top qui est la production de paires $t\bar{t}$ par interaction forte. Le Tevatron étant un collisionneur proton-antiproton, les paires $t\bar{t}$ sont produites principalement par annihilation de quarks, avec une fraction de 85% contre 15% de paires produites par fusion de gluons. Au LHC, collisionneur proton-proton, c'est la fusion de gluons qui domine la production à près de 80% pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. La section efficace de production du quark top est calculée en formulant différentes hypothèses théoriques, au deuxième ordre (*next-to leading order*, NLO) ou au troisième ordre approximé (c'est-à-dire lorsque les termes principaux du troisième ordre sont pris en compte) [33, 34, 35]. Cette section efficace peut être écrite, en utilisant le théorème de factorisation :

$$\sigma_{AB \rightarrow t\bar{t}}(S, m_t) = \sum_{a,b=g,q,\bar{q}} \int dx_a dx_b f_{PDF\ a/A}(x_a, \mu_F^2) f_{PDF\ b/B}(x_b, \mu_F^2) \hat{\sigma}(s, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_F^2, \mu_R^2, m_t),$$

où :

- α_s est la constante de couplage de la QCD ;
- $A, B = p$ ou \bar{p} ;
- x_a (respectivement x_b) est la fraction d'impulsion du hadron A (B) emportée par le parton a (b) ;
- S est l'énergie dans le centre de masse de la collision AB , et $s = x_a x_b S$;
- μ_r est l'échelle de renormalisation et μ_f l'échelle de factorisation ;

- $\hat{\sigma}_{ab}(s, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_F^2, m_t)$ est la section efficace partonique du processus $a + b \rightarrow t\bar{t}$, notée en abrégé $\hat{\sigma}_{ab}$;
- $f_{PDF\ a/A}(x_a, \mu_F^2)$ est la fonction de densité partonique associée au parton a. Elle correspond à la probabilité de trouver dans le hadron A un parton a avec une fraction d'impulsion x_a .

La section efficace partonique $\hat{\sigma}_{ab}$ peut être calculée de manière perturbative. Si on sépare les différents termes du calcul perturbatif en α_s pour aller jusqu'au troisième ordre on obtient :

$$\hat{\sigma}_{ab} = \frac{\alpha_s^2}{m_t^2} \left(f_{ab}^{(0)}(\rho) + 4\pi\alpha_s f_{ab}^{(1)}(\rho, \mu_f/m_t, \mu_r/\mu_f) + (4\pi\alpha_s)^2 f_{ab}^{(2)}(\rho, \mu_f/m_t, \mu_r/\mu_f) + O(\alpha_s^3) \right),$$

où $\rho = 4m_t^2/s$ et $f_{ab}^{(i)}$ sont des fonctions sans dimension.

Au premier ordre de la production des paires $t\bar{t}$, seuls les états initiaux $q\bar{q}$ et gg contribuent. On a :

$$\begin{aligned} f_{q\bar{q}}^{(0)} &= \frac{\pi\rho}{27}\beta(3-\beta^2), \\ f_{gg}^{(0)} &= \frac{\pi\rho}{192} \left((33-18\beta^2+\beta^4)\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 59\beta + 31\beta^3 \right), \\ f_{qg}^{(0)} &= 0. \end{aligned}$$

La structure des fonctions $f_{ab}^{(1)}$ et $f_{ab}^{(2)}$ est telle que :

$$\begin{aligned} f_{ab}^{(1)} &= f_{ab}^{(10)} + L_M f_{ab}^{(11)} + \frac{1}{(4\pi)^2} (11 - \frac{2}{3}n_f) 2L_R f_{ab}^{(0)}, \\ f_{ab}^{(2)} &= f_{ab}^{(20)} + L_M f_{ab}^{(21)} + L_M^2 f_{ab}^{(22)} + \frac{1}{(4\pi)^2} (11 - \frac{2}{3}n_f) 3L_R f_{ab}^{(10)} + \frac{1}{(4\pi)^2} (11 - \frac{2}{3}n_f) 3L_R L_M f_{ab}^{(11)} \\ &\quad + \frac{1}{(4\pi)^2} (102 - \frac{38}{3}n_f) 2L_R f_{ab}^{(0)} + \frac{1}{(4\pi)^4} (11 - \frac{2}{3}n_f)^2 3L_R f_{ab}^{(0)}, \end{aligned}$$

où $L_M = \ln(\mu_f^2/m_t^2)$ et $L_R = \ln(\mu_r^2/\mu_f^2)$. Les fonctions $f_{ab}^{(10)}$ et $f_{ab}^{(11)}$ étant connues, la correction complète au deuxième ordre peut être calculée. Le calcul complet au troisième ordre n'est pas possible car le terme $f_{ab}^{(20)}$ n'est pas encore déterminé, tandis que les autres composants peuvent être calculés à partir des composants du deuxième ordre. La fonction $f_{ab}^{(20)}$ comporte des termes en $1/\beta$ et $\ln^k \beta$, qui divergent quand β tend vers zéro. Comme ils apparaissent à tous les ordres supérieurs, ils peuvent être sommés pour annuler les divergences. Les calculs utilisant cette procédure sont notés NLL ou NNLL pour *next-to leading log* ou *next-to-next-to leading log* pour indiquer les ordres utilisés dans la resommation. D'autres calculs utilisent ces resommations et prennent en compte des effets additionnels pour arriver à une approximation du troisième ordre (NNLO approximé). Récemment, un calcul exact au troisième ordre a été effectué pour la section efficace du processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ [36]. Au Tevatron, la contribution du deuxième ordre augmente la section efficace d'environ 20% tandis que la contribution du troisième ordre est de 2 à 3% de la section efficace totale [37].

Les incertitudes sur ces calculs proviennent des fonctions de densité partonique, et de la dépendance avec les échelles de factorisation et de renormalisation. En théorie, les grandeurs mesurées sont indépendantes de ces échelles, mais ceci n'est vrai que si les contributions de tous les ordres sont sommées. Un calcul à un ordre fixe dépend donc de la valeur utilisée de ces échelles, mais la dépendance diminue avec le nombre d'ordres utilisés pour le calcul. Pour un calcul au deuxième ordre, l'incertitude relative sur la section efficace provenant des échelles de factorisation et renormalisation est de l'ordre de 10% au Tevatron. Pour le calcul au troisième ordre décrit dans la référence [36], l'incertitude relative liée à ces échelles est réduite à 3%.

Les prédictions théoriques obtenues sont, pour une masse de 173 GeV [33] :

- $\sigma_{t\bar{t}} = 7,1 \pm 0,36$ pb au Tevatron ;
- $\sigma_{t\bar{t}} = 163 \pm 11$ pb au LHC à 7 TeV d'énergie dans le centre de masse.

Les précisions théoriques atteignent 5 à 7%, et la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ constitue un test de la QCD. De plus, certains modèles de physique au-delà du modèle standard peuvent changer cette section efficace lorsqu'ils prédisent l'existence de nouvelles particules se couplant au quark top. Il est également important de mesurer cette section efficace dans différents canaux de désintégration, puisque là aussi, la présence de nouvelle physique peut être testée. En effet, certains modèles peuvent affecter différemment plusieurs états finals. Dans le cas de modèles supersymétriques prédisant l'existence de bosons de Higgs chargés, des désintégrations du type $t \rightarrow H^+ b$ sont possibles. Les rapports d'embranchement du Higgs chargé étant différents de ceux du W , les sections efficaces mesurées dans les différents canaux ne seront pas affectées de la même manière.

2.1.2 Désintégration

La désintégration du quark top conduit dans quasiment 100% des cas à la production d'un quark b et d'un boson W . Ceci est lié à la valeur de l'élément V_{tb} qui est très proche de 1 dans le modèle standard. La valeur la plus précise, obtenue en supposant que la matrice est unitaire et que les familles sont au nombre de trois, est : $V_{tb} = 0,999152^{+0,000030}_{-0,000045}$ [19]. Si une de ces hypothèses n'est pas valable, les contraintes sur V_{tb} sont relâchées, et l'élément peut prendre des valeurs inférieures à 1. C'est le cas notamment s'il existe une quatrième famille de quarks. Le boson W se désintègre ensuite soit de manière hadronique, soit de manière leptonique, ce qui permet de séparer les désintégrations des paires $t\bar{t}$ en trois canaux dont les rapports d'embranchement sont présentés sur la figure 2.2.

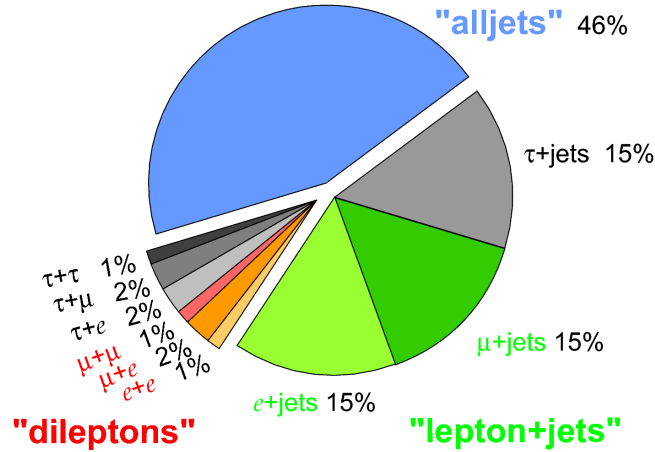


FIG. 2.2 – Rapports d'embranchement des différents canaux de désintégration de la paire $t\bar{t}$.

Le canal tout-hadronique Lorsque les deux bosons W se désintègrent en une paire $q\bar{q}'$, l'état final est composé d'au moins six jets : deux jets de b , quatre jets provenant des W et d'éventuels jets provenant de radiations initiales et finales. Ce canal correspond au plus grand rapport d'embranchement (environ 46%) : $\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}') \approx 0,676$. Mais l'analyse en est difficile car le bruit de fond est très élevé. Celui-ci est composé principalement d'événements multijets produits par interaction forte, dont la section efficace est très supérieure à celle de la production de paires $t\bar{t}$.

Le canal semi-leptonique Ce canal correspond aux événements dans lesquels un W se désintègre de manière leptonique et l'autre se désintègre de manière hadronique. Il correspond à 44% des événements, et la présence d'un lepton chargé dans l'état final permet d'en faciliter l'analyse. La sélection est en général limitée aux cas où le lepton chargé est un électron ou un muon, soit émis directement par le W , soit résultant de la désintégration leptonique d'un τ émis par le W . Dans ce cas, le canal semi-leptonique correspond à un rapport d'embranchement d'environ 30%. Les événements qui contiennent des leptons τ se désintégrant de manière hadronique sont étudiés de manière spécifique. L'état final est également caractérisé par la présence d'au moins quatre jets, dont deux jets de b , et d'énergie transverse manquante correspondant à la présence d'un neutrino. Le bruit de fond est dominé par des événements W +jets dont l'état final est très proche de celui du signal.

Le canal dileptonique Le rapport d'embranchement du W en leptons étant petit ($\mathcal{B}(W \rightarrow l\nu_l) = 0,108$), la fraction d'événements dans ce canal est assez faible. Il correspond à environ 4% des événements en ne considérant que les états finals avec des électrons ou muons. L'état final est caractérisé par deux leptons chargés, deux jets de b , et de l'énergie transverse manquante correspondant à l'émission d'au moins deux neutrinos. Même si le rapport d'embranchement est petit, l'analyse de ce canal est intéressante car le bruit de fond est très faible. C'est sur ce canal que nous allons nous concentrer pour les analyses décrites dans la suite.

2.2 L'asymétrie de charge de la paire $t\bar{t}$

L'asymétrie de charge de la paire $t\bar{t}$ est un effet prédit par la QCD et qui provient de l'interférence entre certains diagrammes de Feynman de production de paires $t\bar{t}$. Lorsque cette asymétrie est positive, le quark top est émis préférentiellement dans la direction du quark de l'état initial, tandis que l'antitop est émis dans la direction de l'antiquark. Cet effet n'apparaît que lorsque les paires $t\bar{t}$ sont produites par annihilation quark-antiquark et par interaction d'un quark et d'un gluon. Les diagrammes de production de paires $t\bar{t}$ par fusion de gluons ne contribuent pas à l'asymétrie. La valeur de cette asymétrie est donc différente si l'on se situe au Tevatron ou au LHC. La mesure de l'asymétrie au Tevatron étant différente de la prédiction théorique, l'intérêt de cette mesure au LHC est grand même si nous verrons que l'environnement rend l'analyse plus difficile.

2.2.1 Prédiction du modèle standard

L'asymétrie est un effet du second ordre qui apparaît en calculant les interférences entre les diagrammes à l'ordre des arbres et en boîte, ou entre les diagrammes avec une radiation de gluon dans l'état initial ou final. Ces différents diagrammes sont présentés sur la figure 2.3. L'interférence des diagrammes 2.3a et 2.3b apporte une contribution positive à l'asymétrie, tandis que l'interférence des diagrammes 2.3c et 2.3d apporte une contribution négative.

2.2.1. a Prédictions et mesures au Tevatron

Au Tevatron, l'asymétrie de charge du top est équivalente à une asymétrie avant-arrière. En effet, dans les collisions proton-antiproton et pour des réactions $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$, le quark de l'état initial provient dans la grande majorité des cas du proton et l'antiquark de l'antiproton. S'il y a une asymétrie de charge, le top est émis majoritairement dans la direction du quark qui coïncide donc avec la direction du proton. On peut définir des parties avant et arrière du détecteur en fonction de la direction d'arrivée des protons et antiprotons, et compter le nombre de quarks top dans chacune de ces parties. L'observable correspondante est notée A_{FB} .

La prédiction théorique de cette asymétrie est actuellement disponible au deuxième ordre en QCD et inclut des corrections provenant de l'interaction faible. Le premier ordre étant symétrique, ces prédictions correspondent en fait à des calculs au premier ordre pour l'asymétrie. Les

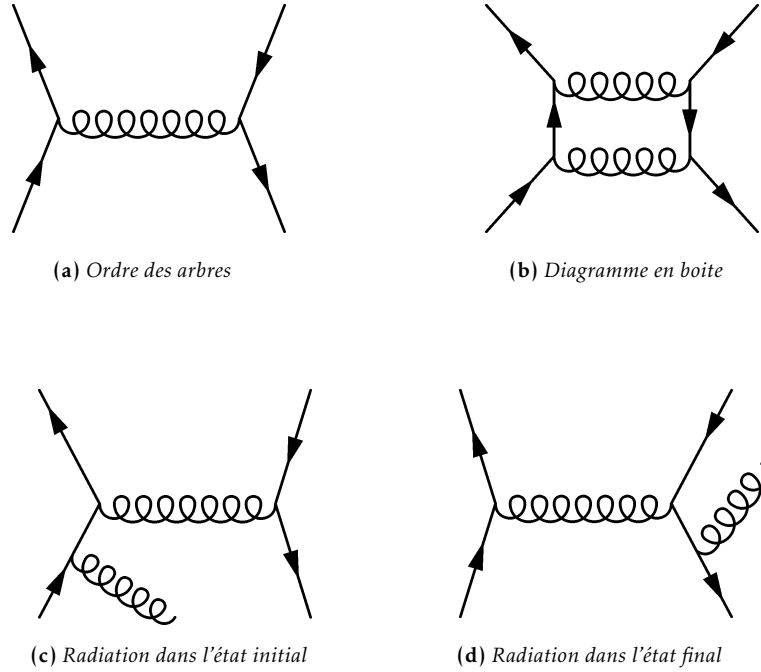


FIG. 2.3 – Diagrammes contribuant à l'asymétrie de charge de la paire $t\bar{t}$. Les diagrammes 2.3a et 2.3b interfèrent et apportent une contribution positive. Les diagrammes 2.3c et 2.3d interfèrent et apportent une contribution négative.

prédictions continuent donc d'évoluer et deviennent plus précises. On définit l'asymétrie avant-arrière comme étant :

$$A_{FB}(t) = \frac{N_t(y > 0) - N_t(y < 0)}{N_t(y > 0) + N_t(y < 0)}, \quad (2.1)$$

où y est la rapidité du quark top.

Cette grandeur est liée à l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$ qui est définie comme :

$$A_{FB}(t\bar{t}) = \frac{N(\Delta y > 0) - N(\Delta y < 0)}{N(\Delta y > 0) + N(\Delta y < 0)}, \text{ avec } \Delta y = y_t - y_{\bar{t}}. \quad (2.2)$$

Ici la rapidité du quark top est notée y_t et la rapidité de l'antitop $y_{\bar{t}}$. L'intérêt de cette observable est que la grandeur Δy est un invariant de Lorentz, et donc que la mesure ne dépend pas du référentiel dans lequel on se place. Dans le canal dileptonique, on peut également mesurer l'asymétrie de la paire de leptons. On définit dans ce cas :

$$A_{FB}(l^+l^-) = \frac{N(\Delta \eta > 0) - N(\Delta \eta < 0)}{N(\Delta \eta > 0) + N(\Delta \eta < 0)}, \text{ avec } \Delta \eta = \eta_{l^+} - \eta_{l^-}, \quad (2.3)$$

où η_{l^+} (respectivement η_{l^-}) est la pseudorapidité du lepton chargé positivement (négativement).

La prédiction pour l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$ est de : $A_{FB}(t\bar{t}) = 0,071 \pm 0,006$ et pour la paire de leptons : $A_{FB}(ll) = 0,044 \pm 0,004$ [38].

Avec $5,4 \text{ fb}^{-1}$, D0 a mesuré l'asymétrie dans le canal semileptonique : $A_{FB}(t\bar{t}) = 0,196 \pm 0,065$ [39]. La mesure a été faite à CDF avec $8,7 \text{ fb}^{-1}$: $A_{FB}(t\bar{t}) = 0,162 \pm 0,047$ [40]. Une dépendance importante de cette asymétrie avec la masse invariante de la paire $t\bar{t}$ est observée. Elle est illustrée sur la figure 2.4. Cette dépendance n'est pas observée à D0.

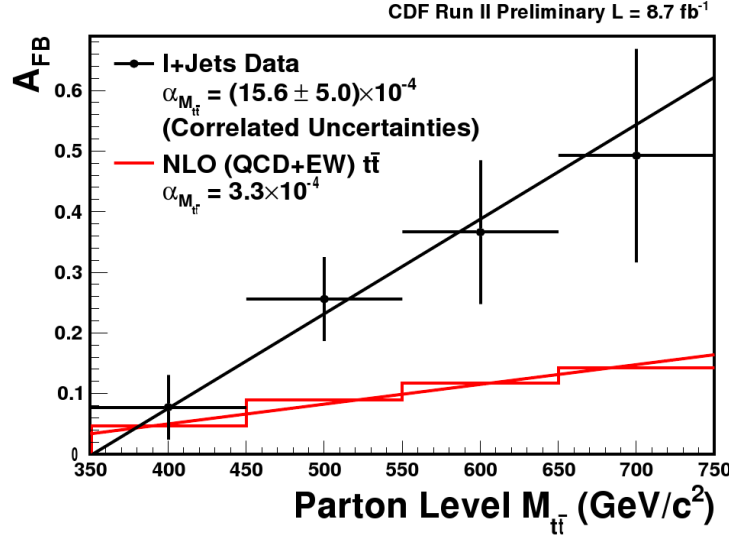


FIG. 2.4 – Valeurs mesurées de l’asymétrie avant-arrière de CDF en fonction de la masse invariante du système $t\bar{t}$, comparée aux prédictions théoriques [40].

Dans les deux expériences les mesures expérimentales sont en désaccord avec les prédictions théoriques, et ce désaccord atteint, pour certaines observables, des significativités de 3σ . Les prédictions théoriques sont toutefois en train d’évoluer pour prendre en compte les effets d’ordres supérieurs, et les asymétries prédites augmentent légèrement.

2.2.1. b Prédictions et mesures au LHC

Etant donnés les résultats des mesures faites au Tevatron, il est important de mesurer l’asymétrie de charge également au LHC. L’environnement y est toutefois moins favorable et la mesure est donc rendue un peu plus difficile. Nous avons mentionné que seuls les états initiaux $q\bar{q}$ et qg contribuent à l’asymétrie. La fraction de paires $t\bar{t}$ produites par annihilation quark-antiquark au LHC est bien plus faible qu’au Tevatron, et l’asymétrie est donc diluée. De plus, dans le cas d’un collisionneur proton-proton il est impossible de définir la direction du quark et de l’antiquark, et donc de mesurer une asymétrie avant-arrière. Il faut donc définir de nouvelles observables. Dans la majorité des cas le quark qui interagit est un quark de valence et l’antiquark vient de la mer. Le système $q\bar{q}$ sera donc propulsé dans la direction d’arrivée du quark. Si l’asymétrie de charge est non nulle, le top produit sera donc plutôt émis vers l’avant (c’est-à-dire avec une grande rapidité), tandis que l’antitop sera émis de manière plus centrale. La figure 2.5 illustre la section efficace différentielle en fonction de la rapidité pour le top et l’antitop. La rapidité du quark top est en valeur absolue supérieure à celle de l’antitop si l’asymétrie est non nulle.

Pour la paire $t\bar{t}$, le même type d’observable qu’au Tevatron est utilisé (équation 2.2), mais en considérant la valeur absolue de la rapidité du quark top ou du lepton. On a ainsi :

$$A_C(t\bar{t}) = \frac{N(\Delta|y| > 0) - N(\Delta|y| < 0)}{N(\Delta|y| > 0) + N(\Delta|y| < 0)}, \text{ avec } \Delta|y| = |y_t| - |y_{\bar{t}}|. \quad (2.4)$$

L’asymétrie de charge a été mesurée au LHC par ATLAS et CMS dans les canaux semileptoniques :

- CMS mesure une asymétrie de $A_C(t\bar{t}) = 0,004 \pm 0,010$ (stat.) $\pm 0,012$ (syst.) avec $4,9 \text{ fb}^{-1}$ [41] ;
 - ATLAS mesure $A_C(t\bar{t}) = -0,018 \pm 0,028$ (stat.) $\pm 0,023$ (syst.) avec 1 fb^{-1} [42].
- Ces valeurs sont en accord avec la prédiction théorique de MC@NLO : $A_C(t\bar{t}) = 0,006 \pm 0,002$ [43].

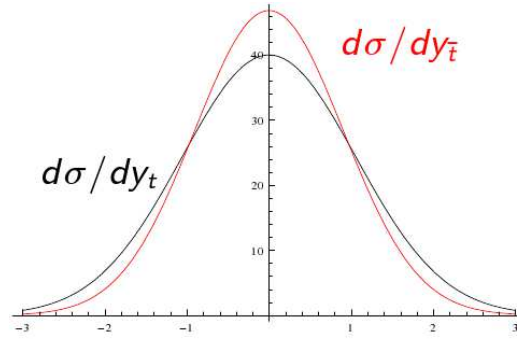


FIG. 2.5 – Section efficace différentielle en fonction de la rapidité pour le top et l'antitop au LHC.

Dans notre analyse, nous mesurons à la fois l'asymétrie de la paire de quarks top, et l'asymétrie de la paire de leptons. L'intérêt de ces deux mesures est de pouvoir comparer les résultats obtenus. Certains modèles de nouvelle physique prédisent une différence entre ces asymétries due à des effets de polarisation du quark top.

2.2.2 Modèles de « nouvelle physique »

Certains modèles de physique au-delà du modèle standard peuvent expliquer la grande valeur de l'asymétrie observée au Tevatron [44]. Il s'agit dans tous les cas de modèles prédisant l'existence de nouvelles particules qui se couplent au quark top de manière particulière pour augmenter l'asymétrie. Ces modèles doivent satisfaire à toutes les contraintes provenant des mesures et des recherches de nouvelle physique déjà effectuées au Tevatron et au LHC. En particulier, la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ ne doit pas être modifiée de manière significative, car les mesures actuelles sont en bon accord avec le modèle standard. Les nouvelles particules pourraient aussi créer des résonances et être visibles dans la section efficace différentielle $t\bar{t}$ en fonction de la masse invariante $m_{t\bar{t}}$. Or aucune analyse de ces distributions ne montre de désaccord avec le modèle standard à l'heure actuelle. Pour ne pas modifier de manière importante la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$, les processus de nouvelle physique peuvent par exemple interférer avec ceux du modèle standard pour annuler leur contribution à l'amplitude totale des processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$.

L'asymétrie mesurée étant élevée, les processus prédisant l'existence d'une asymétrie à l'ordre des arbres sont favorisés. Les modèles les plus courants prédisent l'existence de gluons massifs, les axigluons, ou l'existence d'un nouveau boson de jauge neutre, le Z' .

2.2.2. a Les axigluons

En 1987, Frampton et Glashow proposent d'étendre le groupe de symétrie de jauge du modèle standard : $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ à $SU(3)_L \times SU(3)_R \times SU(2) \times U(1)$ [45, 46]. Dans ce modèle, les fermions se transforment sous un seul des deux groupes $SU(3)$ ou sous les deux à la fois. La symétrie $SU(3)_L \times SU(3)_R$ est ensuite brisée par un mécanisme similaire au mécanisme de Higgs pour retrouver le groupe $SU(3)_{couleur}$. Cette brisure de symétrie amène l'apparition de huit champs scalaires massifs : les axigluons. Ceux-ci interagissent avec les quarks par un couplage axial et l'asymétrie est donc présente dans les processus à l'ordre des arbres (par exemple avec le diagramme présenté sur la figure 2.6).

Un tel modèle peut expliquer la dépendance de l'asymétrie avec $m_{t\bar{t}}$ observée par CDF. La présence d'axigluons de masse importante devrait être vue comme une résonance dans les événe-

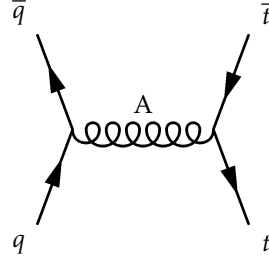


FIG. 2.6 – Diagramme de production d'une paire $t\bar{t}$ via un axigluon en voie s .

ments dijets, ou dans la distribution en $m_{t\bar{t}}$. La masse des axigluons doit donc être supérieure aux limites fixées par ces observations (de l'ordre de 3,5 TeV au LHC [47, 48]), mais d'autres études montrent que des axigluons de largeur intrinsèque élevée pourraient être légers et ne pas être vus dans ce type d'analyse [49].

2.2.2. b Modèles avec Z'

De nombreux modèles prédisent l'existence d'un nouveau bosons de jauge neutre noté Z' , et notamment les théories de grande unification qui cherchent à unifier les groupes de symétries de jauge en un groupe de dimension plus élevée. Avec les contraintes existantes sur les recherche de résonances, le boson Z' doit produire les paires $t\bar{t}$ par la voie t (voir figure 2.7). En effet, la production en voie s n'interfère pas avec les processus du modèle standard et peut changer significativement $\sigma_{t\bar{t}}$.

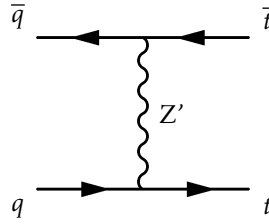


FIG. 2.7 – Diagramme de production d'une paire $t\bar{t}$ via un Z' en voie t .

2.3 Conclusion

Le quark top est une excellente sonde pour rechercher les modèles de physique au-delà du modèle standard. Dans les analyses que nous allons présenter dans les chapitres suivants, nous allons à la fois tester les propriétés de production et de désintégration du quark top. Ces analyses seront effectuées dans le canal dileptonique.

Bibliographie

- [1] J.J. Thomson, *Cathode rays*, Phil. Mag. 44 (1897)
- [2] E. Rutherford, *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, Phil. Mag. 21 (1911)
- [3] N. Bohr, *On the Constitution of Atoms and Molecules*, Phil. Mag. 23 (1913)
- [4] H. Yukawa, *On the interaction of elementary particles*, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. 17 (1935)
- [5] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, Annalen der Physik 322 (1905)
- [6] A. Compton, *A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements*, Phys. Rev. 21 (1923)
- [7] S.-I. Tomonaga, *On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields*, Prog. Theor. Phys. 1 (1946)
- [8] J. Schwinger, *Quantum electrodynamics. I A covariant formulation*, Phys. Rev. 74 (1948)
- [9] R. Feynman, *Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction*, Phys. Rev. 80 (1950)
- [10] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, Phys. Today 31N9 (1978)
- [11] S.L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. 22 (1961)
- [12] S. Weinberg, *A model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. 19 (1967)
- [13] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, publié dans Proceedings Of The Nobel Symposium (1968)
- [14] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. 8 (1964)
- [15] O. Greenberg, *Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons*, Phys. Rev. Lett. 13 (1964)
- [16] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D 2 (1970)
- [17] La Collaboration D0, *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995)
- [18] La Collaboration CDF, *Observation of Top Quark Production in p anti-p Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995)
- [19] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), *2011 Review of Particle Physics*, J. Phys. G 37 (2010) et mise à jour partielle pour l'édition 2012
- [20] E. Noether, *Invariante Variationsprobleme*, Kgl. Ges. Wiss. Nachr. Math.-phys., 2, (1918)
- [21] T. Sjostrand *et al.*, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, J. High Energy Phys. 05 (2006)
- [22] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6.5 : an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*, J. High Energy Phys. 0101 (2001)

- [23] P. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. 13 (1964)
- [24] F. Englert, R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. 13 (1964)
- [25] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. 49 (1973)
- [26] Les Collaborations LEP : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, et le LEP Electroweak Working Group, *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-PH-EP-2010-095 (2010)
- [27] S. Weinberg, *The cosmological constant problem*, Rev. Mod. Phys. 61 1–23 (1989)
- [28] Les Collaborations CDF et D0 et le Tevatron Electroweak Working Group, *Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to 5.8 fb^{-1} of data*, FERMILAB-TM-2504-E (2011) [arXiv :1107.5255v3]
- [29] La Collaboration CMS, *Measurement of the mass difference between top and antitop quarks*, soumis à J. High Energy Phys. (2012) [arXiv :1204.2807]
- [30] La Collaboration D0, *An Improved Determination of the Width of the Top Quark*, Phys. Rev. D 85 (2012)
- [31] D. Chang *et al.*, *Alternative Interpretation of the Tevatron Top Events*, Phys. Rev. D 59 (1999)
- [32] La Collaboration CDF, *The CDF Measurement of the Top Quark Charge using the Top Decay Products in Lepton+Jet channel*, note de conférence 10460 (2011)
- [33] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution*, Phys. Rev. D 82 (2010)
- [34] V. Ahrens *et al.*, *Renormalization-Group Improved Predictions for Top-Quark Pair Production at Hadron Colliders*, J. High Energy Phys. 1109 (2011)
- [35] U. Langefeld, *Measuring the running top-quark mass*, Phys. Rev. D 80 (2009)
- [36] P. Baernreuther, M. Czakon, A. Mitov, *Percent level precision physics at the Tevatron : first genuine NNLO QCD corrections to $q \bar{q} \rightarrow t \bar{t} + X$* , [arXiv :1204.5201v1] (2012)
- [37] V. Ahrens *et al.*, *Precision predictions for the $t\bar{t}$ production cross section at hadron colliders*, Phys. Lett. B 703 (2011)
- [38] W. Bernreuther et Z.-G. Si, *Distributions and correlations for top quark pair production and decay at the Tevatron and LHC*, Nucl. Phys. B 837 (2010)
- [39] La Collaboration D0, *Forward-Backward Asymmetry in Top Quark-Antiquark Production*, Phys. Rev. D 84 (2011)
- [40] La Collaboration CDF, *Study of the Top Quark Production Asymmetry and Its Mass and Rapidity Dependence in the Full Run II Tevatron Dataset*, note de conférence 10807 (2012)
- [41] La Collaboration CMS, *Measurement of the charge asymmetry in top-quark pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , Phys. Lett. B 709 (2012)

- [42] La Collaboration ATLAS, *Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, soumis à Eur. Phys. J. C (2012)
- [43] S. Frixione et B.R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, J. High Energy Phys. 0206 (2002)
- [44] J.A. Aguilar-Saavedra et M. Perez-Victoria, *Simple models for the top asymmetry : Constraints and predictions*, J. High Energy Phys. 1109 (2011)
- [45] P. Frampton et S. Glashow, *Chiral Color : An Alternative to the Standard Model*, Phys. Lett. B 190 (1987)
- [46] P. Frampton, J. Shu, K. Wang, *Axigluon as Possible Explanation for $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ Forward-Backward Asymmetry*, Phys. Lett. B 683 (2010)
- [47] La Collaboration CMS, *Search for Resonances in the Dijet Mass Spectrum from 7 TeV pp Collisions at CMS*, Phys. Lett. B 704 (2011)
- [48] La Collaboration ATLAS, *Search for New Physics in the Dijet Mass Distribution using 1 fb⁻¹ of pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV collected by the ATLAS Detector*, Phys. Lett. B 708 (2012)
- [49] G. Marques Tavares et M. Schmaltz, *Explaining the t-tbar asymmetry with a light axigluon*, Phys. Rev. D 84 (2011)

Deuxième partie

Dispositif expérimental : le Tevatron et le LHC, les détecteurs D0 et ATLAS

Les analyses présentées dans cette thèse ont été réalisées dans des expériences se situant auprès de deux collisionneurs différents : le Tevatron et le LHC (*Large Hadron Collider*).

Le Tevatron se trouve à Fermilab (ou *Fermi National Accelerator Laboratory*), un laboratoire national américain de physique des hautes énergies situé près de Chicago, dans l'Illinois. Le collisionneur proton-antiproton est resté pendant plus de vingt ans l'accélérateur de particules le plus puissant du monde. Deux expériences y sont situées : CDF et D0, qui regroupent ensemble près de 150 institutions et plus de 800 personnes.

Le LHC se trouve lui au CERN (Centre Européen pour la recherche nucléaire), un laboratoire international qui se situe près de Genève, à la frontière franco-suisse. C'est un collisionneur proton-proton auprès duquel se trouvent plusieurs détecteurs et notamment deux expériences généralistes : CMS et ATLAS.

Dans un premier chapitre nous présenterons les accélérateurs en décrivant rapidement les deux chaînes d'accélération, puis nous nous intéresserons aux détecteurs. Nous décrirons de manière détaillée l'expérience D0 puis de manière plus rapide l'expérience ATLAS, et nous mettrons en évidence les différences majeures entre les deux qui auront un impact sur les analyses effectuées.

3

Les accélérateurs : Tevatron et LHC

Ils ont pas de bol, quand même ! Mettre au point un truc pareil et tomber sur des cerveaux comme nous !

Franck Pitiot, Kaamelott

3.1 Le Tevatron et sa chaine d'accélération

Le Tevatron a été progressivement amélioré depuis sa mise en service et l'on peut séparer son fonctionnement en deux phases principales. Nous allons les décrire brièvement puis nous nous intéresserons à la chaine d'accélération.

3.1.1 Les différentes phases de fonctionnement du Tevatron

La construction du Tevatron et de tous les éléments de la chaine d'accélération s'est terminée en 1983. Le détecteur D0 est entré en fonctionnement en 1992, début du « Run I », avec une énergie dans le centre de masse de 1,8 TeV. Celui-ci a duré de 1992 à 1996 et 120 pb⁻¹ de données furent enregistrées par D0 pendant cette période. Le complexe fut arrêté de 1996 à 2001 permettant l'amélioration du Tevatron, et des détecteurs CDF et D0.

Le « Run II » a débuté en 2001, avec une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV. Le nombre de paquets de protons et d'antiprotons est passé de 6 à 36, et la luminosité instantanée maximale est passée de $0,2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ en fin du Run I à $0,9 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ au début du Run II. Elle a atteint $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ à la fin de la prise de données en septembre 2011.

Au sein du Run II on distingue deux périodes pour D0 : le Run IIa de 2001 à 2005 et le Run IIb à partir de 2006, entre lesquelles des améliorations ont été apportées au niveau du détecteur et du système de déclenchement.

Le Tableau 3.1 résume les grandeurs caractéristiques en fin de Run I, au Run IIa et au Run IIb [1].

3.1.2 La chaine d'accélération

Afin d'être accélérés à une énergie de 980 GeV, les protons et les antiprotons traversent une série de cinq accélérateurs qui augmentent progressivement leur énergie. Un schéma du complexe d'accélération est donné figure 3.1.

3.1.2. a Production et accélération des protons

La première étape du processus de production et d'accélération des protons est la conversion de l'hydrogène gazeux en ions H⁺, et l'accélération de ceux-ci jusqu'à une énergie de 750 keV. Des

	Run I 1993-1996	Run IIa 2001-2005	Run IIb 2005-2011	unités
Nombre de paquets (protons × antiprotons)	6 × 6	36 × 36	36 × 36	
Protons/paquet	2,3.10 ¹¹	2,7.10 ¹¹	2,6.10 ¹¹	
Antiprotons/paquet	0,5.10 ¹⁰	3,0.10 ¹⁰	7,5.10 ¹⁰	
Nombre total d'antiprotons	0,3.10 ¹²	1,1.10 ¹²	2,7.10 ¹²	
Energie par faisceau	900	980	980	GeV
Longueur des paquets	0,60	0,37	0,37	m
Espacement des paquets	3500	396	396	ns
Luminosité instantanée au pic	0,16.10 ³¹	0,86.10 ³²	2,6.10 ³²	cm ⁻² .s ⁻¹
Luminosité intégrée par semaine	3,2	17,3	50	pb ⁻¹ /semaine
Luminosité intégrée totale	0,16	1,6	11,9	fb ⁻¹

TAB. 3.1 – Grandeurs caractéristiques pour les différentes phases de fonctionnement du Tevatron [1, 2]. Les « paquets » correspondent aux groupes de protons et d'antiprotons constituant les faisceaux. Les luminosités indiquées correspondent aux luminosités fournies par le Tevatron, supérieures aux luminosités enregistrées par D0.

ions H⁺ sont produits par application d'un champ électrique provoquant l'ionisation de l'hydrogène gazeux [4, 5]. Les protons dérivent vers une anode recouverte de césium. Ils arrachent des électrons au métal, et dans certains cas, un proton s'accompagne de deux électrons. L'ion H⁺ ainsi créé s'éloigne de la surface chargée négativement et est collecté puis transmis à un accélérateur de Cockroft-Walton qui l'amène à une énergie de 750 keV par application d'un champ électrostatique. En sortie de l'accélérateur de Cockroft-Walton, le flux continu d'ions est transformé en paquets de 42 ns de longueur par un *Chopper* puis un premier *Buncher*. Pour contrôler l'intensité du faisceau, le *Chopper* en dévie une partie et le transforme ainsi en un flux discontinu de particules. Les ions sont ensuite regroupés en paquets par passage dans des cavités radiofréquence. Cette structure en paquets est nécessaire plus tard pour augmenter les probabilités de collisions en des points précis du Tevatron. Les ions passent ensuite par le Linac, un accélérateur linéaire à cavités radiofréquence, d'une longueur totale de 130 m, et en sortent à une énergie de 400 MeV. Dans le Linac, des paquets d'ions sont accélérés en continu pendant 20 μs. Ils entrent ensuite dans le Booster (voir figure 3.1) et passent à travers une feuille de carbone qui retient les électrons et laisse passer les protons.

Le Booster est un synchrotron de 475 m de circonférence qui accélère les ions jusqu'à ce qu'ils atteignent une énergie de 8 GeV. Les protons font un tour de synchrotron en quelques microsecondes, et le faisceau fait donc plusieurs tours pendant la durée d'une décharge du Linac. Le fait d'accélérer des ions H⁺ permet aux deux faisceaux (protons et ions H⁺) de s'associer, puis les ions H⁺ nouvellement intégrés passeront à travers la feuille de carbone pour être débarrassés de leurs électrons.

Le Booster se vide ensuite en une fois dans le synchrotron suivant, l'Injecteur Principal (*Main Injector*), un synchrotron de 3376 m de circonférence. Celui-ci alimente le Tevatron ainsi que la source d'antiprotons que nous décrirons un peu plus loin. L'Injecteur Principal emmagasine l'équivalent de sept décharges de Booster et accélère les protons jusqu'à une énergie de 150 GeV. Les protons sont regroupés en superpaquets puis envoyés dans le Tevatron où ils circuleront dans le sens des aiguilles d'une montre.

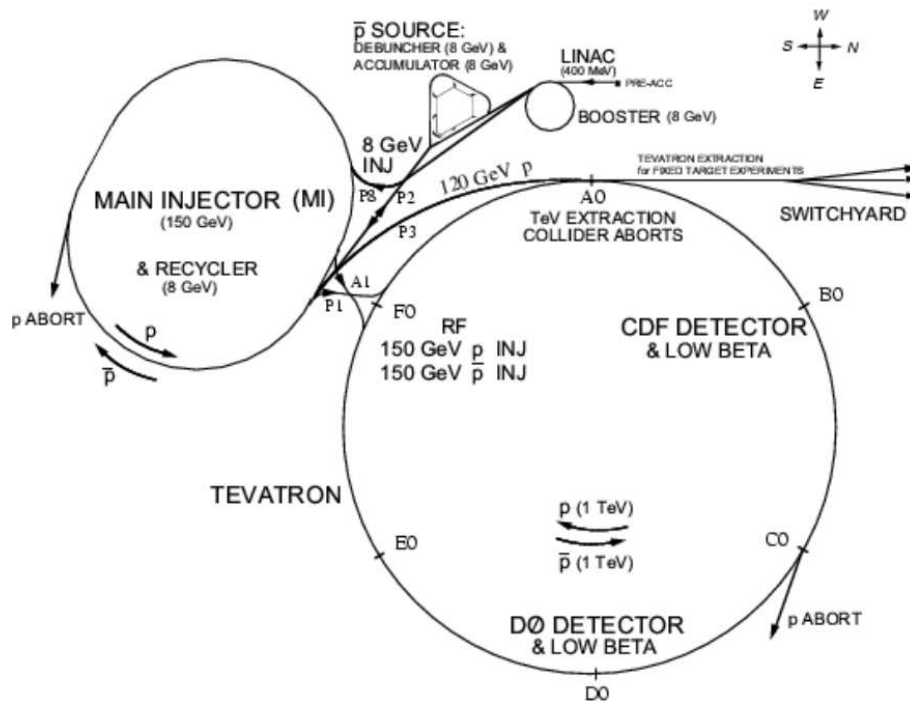


FIG. 3.1 – Schéma de la chaîne d'accélération du Tevatron, avec la position des points d'interaction B0 et D0 [3].

3.1.2. b Production et accélération des antiprotons

Pour créer des antiprotons, des protons sont extraits de l'Injecteur Principal avec une énergie de 120 GeV et entrent en collision avec une cible de nickel. Pour un million de collisions, une vingtaine d'antiprotons sont créés et doivent être extraits de la cascade de particules issues de la collision pour être transférés dans l'accumulateur. Les particules sont d'abord focalisées par une lentille de lithium, puis elles passent dans un champ magnétique pulsé qui les sépare selon leur masse et leur charge. Les antiprotons passent ensuite par le *Debuncher*, un synchrotron qui permet de rassembler les différents paquets d'antiprotons et de réduire leur dispersion en trajectoire et impulsion. La méthode de refroidissement stochastique est utilisée pour réduire la dispersion en direction : la déviation des particules par rapport à une trajectoire centrale est mesurée en un endroit de l'anneau puis transmise à une autre partie où une correction est apportée par application d'un champ électromagnétique transverse. Pour homogénéiser la distribution en impulsion des antiprotons, on utilise des cavités radiofréquence, puis un refroidissement stochastique mettant en jeu des champs longitudinaux pour apporter des corrections d'impulsion. Les antiprotons sont ensuite transmis à l'Accumulateur puis au Recycleur, un anneau qui peut les stocker pendant plusieurs heures à une énergie de 8 GeV. Les antiprotons ainsi stockés sont finalement transférés à l'Injecteur Principal pour être accélérés jusqu'à une énergie de 150 GeV, puis ils sont transmis au Tevatron où ils circulent dans le sens contraire des aiguilles d'une montre.

3.1.3 Le Tevatron

Le Tevatron est le dernier accélérateur de la chaîne. Avec une circonférence de 6,3 km, il accélère les protons et antiprotons jusqu'à leur énergie finale de 980 GeV. Protons et antiprotons circulent dans le même tube à vide et sur des trajectoires proches. Leurs trajectoires se coupent en deux points : B0 où se situe le détecteur CDF et D0. Les faisceaux sont constitués de trois groupes séparés par $2,6 \mu s$, eux-mêmes constitués de paquets séparés de 396 ns. La fréquence de croisement des faisceaux est de 1,7 MHz aux points D0 et B0.

3.1.4 La prise de données

Avant le début d'une prise de données, les antiprotons sont stockés dans le Recycleur, et les protons dans l'Injecteur Principal. Ce sont les protons qui sont injectés d'abord, puis les antiprotons. Les faisceaux sont ensuite collimatés et les collisions amorcées. Sauf incident, le *store* ainsi commencé dure en moyenne une quinzaine d'heure. Les faisceaux sont éjectés lorsque le nombre d'antiprotons accumulés dans le Recycleur est suffisant pour démarrer un nouveau *store*. La création d'un nombre suffisant d'antiprotons est en effet l'étape qui prend le plus de temps.

Au sein de chaque expérience, la prise de données est adaptée à la luminosité instantanée et l'enregistrement d'un *store* est en général divisé en plusieurs *runs*.

3.2 Le LHC

Le LHC est le dernier maillon de la chaîne d'accélération du CERN. En fonctionnement nominal, il devra amener les protons à une énergie de 14 TeV. L'accélérateur fait près de 27 km de circonférence et est situé dans le tunnel utilisé précédemment par le LEP. Le projet a été approuvé en 1994, les travaux ont débuté en 1998 et se sont terminés en 2008. Le démarrage du LHC a eu lieu en 2008 mais à la suite d'un accident ayant endommagé plusieurs aimants, il a dû être arrêté pendant plusieurs mois. Le redémarrage a eu lieu en 2009, d'abord à une énergie de 900 GeV par faisceau. En 2010 et en 2011 la prise de données s'est faite à une énergie de 3,5 TeV par faisceau, soit 7 TeV dans le centre de masse. Après un arrêt de quelques mois le LHC a redémarré en avril 2012 avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV.

Deux faisceaux de protons circulent en sens inverse et se croisent en quatre points correspondant aux quatre expériences : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE.

Dans ce chapitre, nous présenterons brièvement la chaîne d'accélération du CERN puis nous nous intéresserons au fonctionnement du LHC.

3.2.1 La chaîne d'accélération

Le premier accélérateur de la chaîne est le Linac2, un accélérateur linéaire qui amène les protons à une énergie de 50 MeV. Ils passent ensuite successivement par le Booster, le synchrotron à protons (PS) et le super synchrotron à protons (SPS). Les protons en sortent avec une énergie de 450 GeV et sont ensuite transférés vers le LHC. Cette chaîne est illustrée par la Figure 3.2.

Le LHC peut également être utilisé pour accélérer des ions lourds. La chaîne d'accélération utilisée est dans ce cas un peu différente. Les ions commencent par passer par un accélérateur linéaire, le Linac3, puis sont ensuite transférés vers un anneau de stockage. Ils passent ensuite par le PS, le SPS puis sont transférés vers le LHC.

3.2.2 Fonctionnement du LHC

Comme nous l'avons mentionné précédemment, le LHC est un accélérateur circulaire, dans lequel deux faisceaux de protons circulent dans des sens opposés [6]. Le LHC est divisé en huit octants, au milieu desquels se trouve une portion rectiligne de 500 m. Ces parties rectilignes sont utilisées de différentes manières : injection ou évacuation des protons, nettoyage du faisceau, etc. C'est aussi sur ces parties rectilignes que sont situés les quatre principaux détecteurs.

Pour accélérer les protons, plus de 1200 aimants dipôlares sont utilisés tout au long du parcours des protons. Ces dipôles sont alternés avec des quadripôles et sextupôles pour collimater les faisceaux.

Le tableau 3.2 résume les caractéristiques principales du faisceau pendant les prises de données 2010 et 2011. Elles peuvent être comparées au tableau 3.1 qui présente les caractéristiques similaires au Tevatron.

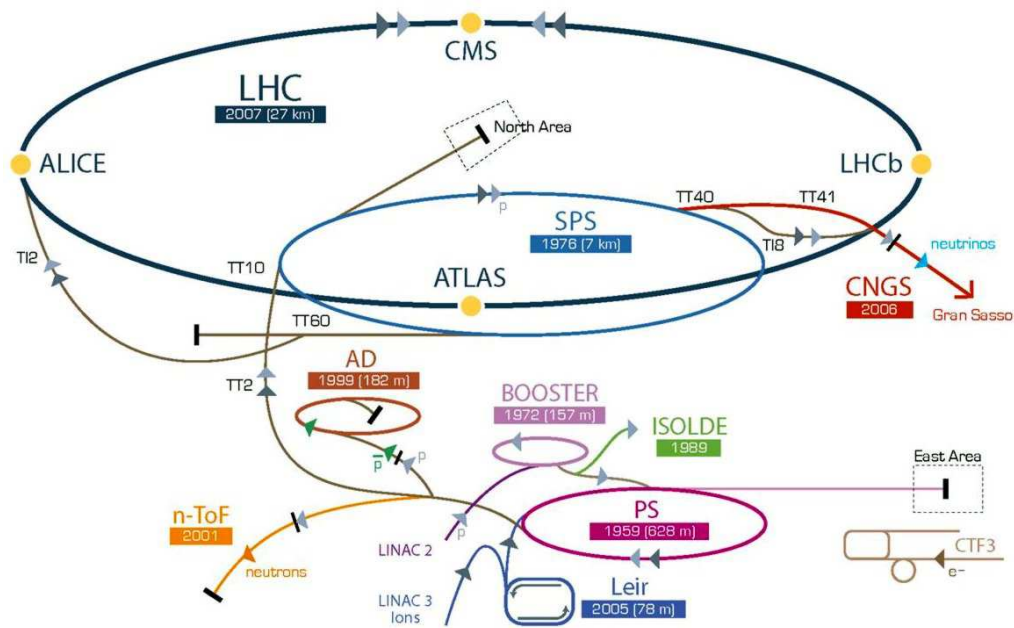


FIG. 3.2 – Schéma de la chaîne d'accélération du CERN.

3.2.3 Prise de données

Pour chaque faisceau du LHC, 12 cycles de décharge de SPS sont nécessaires, un cycle de SPS nécessitant lui-même 3 ou 4 cycles de PS. La durée de l'injection est d'une vingtaine de minutes, et vingt minutes supplémentaires sont nécessaires pour augmenter l'énergie des protons de 450 GeV à 3,5 TeV. Un cycle de remplissage et de prise de données est appelé *fill* au LHC (équivalent du *store* à D0). Le temps minimum entre deux fills est d'une heure et demi, et ceux-ci durent ensuite entre 10 et 20 heures. Il n'y a pas au LHC de facteur limitant comme la production des antiprotons au Tevatron. La durée du fill est donc optimisée pour obtenir le maximum de luminosité intégrée.

	2010	2011	nominal	unités
Nombre de paquets	368	1380	2808	
Protons/paquet	$1,2 \cdot 10^{11}$	$1,35 \cdot 10^{11}$	$1,15 \cdot 10^{11}$	
Energie par faisceau	3,5	3,5	7,0	TeV
Espacement des paquets	150	50	50	ns
Luminosité instantanée au pic	$2 \cdot 10^{32}$	$3,3 \cdot 10^{33}$	10^{34}	$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Luminosité intégrée par semaine (fin de la prise de données)	20	500	-	$\text{pb}^{-1}/\text{semaine}$
Luminosité intégrée totale	0,048	5,6	-	fb^{-1}

TAB. 3.2 – Grandeurs caractéristiques pour les prises de données 2010 et 2011 du LHC [7]. Les « paquets » correspondent aux groupes de protons constituant les faisceaux. Les luminosités indiquées correspondent aux luminosités fournies par le LHC, supérieures aux luminosités enregistrées par les expériences.

4

Les détecteurs : D0 et ATLAS

Écoutez, de l'extérieur c'est magnifique !

Thierry Lhermitte, Le Père Noël est une
ordure

4.1 Introduction

Nous allons présenter ici rapidement les systèmes de coordonnées et les variables utilisées à la fois à D0 et ATLAS. Nous mentionnerons ensuite les notions de physique utiles pour comprendre les processus mis en jeu dans les détecteurs.

Système de coordonnées et variables spécifiques

Il est nécessaire, afin de repérer les particules dans le détecteur, d'introduire un système de coordonnées. On utilise un repère orthonormé direct centré en O, le centre du détecteur. A D0 l'axe z est colinéaire aux faisceaux, orienté selon le sens de propagation des protons, l'axe y est vertical, vers le haut et l'axe x pointe vers l'extérieur de l'accélérateur (voir figure 4.1). Dans ATLAS le système de coordonnées est similaire, mais l'axe x pointe vers le centre du détecteur.

Dans le système de coordonnées sphériques associé, ϕ correspond à l'angle azimuthal, θ à l'angle polaire, et r désigne la distance à l'axe z dans le plan perpendiculaire au faisceau. On définit la pseudorapacité $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$, souvent utilisée à la place de θ . Dans la limite de particules de masse nulle, la pseudorapacité est égale à la rapidité qui est définie comme :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z},$$

avec E l'énergie de la particule et p_z son impulsion selon l'axe z. La rapidité est additive dans les transformations de Lorentz. On peut également définir l'angle θ et la pseudorapacité η par rapport au centre du détecteur (on les dénote alors θ_{det} et η_{det}). A D0 la zone d'interaction s'étend jusqu'à une soixantaine de centimètres de part et d'autre du centre, et les valeurs η et η_{det} peuvent être assez différentes. Dans ATLAS, la zone d'interaction est plus petite et s'étend au maximum de 20 cm de part et d'autre du point central. On définit enfin la séparation angulaire entre deux particules comme étant : $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

Dans un collisionneur hadronique, on connaît l'impulsion des protons mais pas celle des partons qui le composent et qui entrent en interaction. Pour pouvoir écrire des bilans d'énergie on doit s'affranchir de cette incertitude, et on fait l'hypothèse que dans le plan (x,y) (dit plan transverse), la quantité de mouvement des partons entrant en interaction est nulle. Toutes les variables d'énergie et d'impulsion utilisées sont donc calculées dans le plan transverse. Elles sont repérées par l'indice T (énergie transverse : E_T , impulsion transverse : p_T , etc). L'énergie transverse

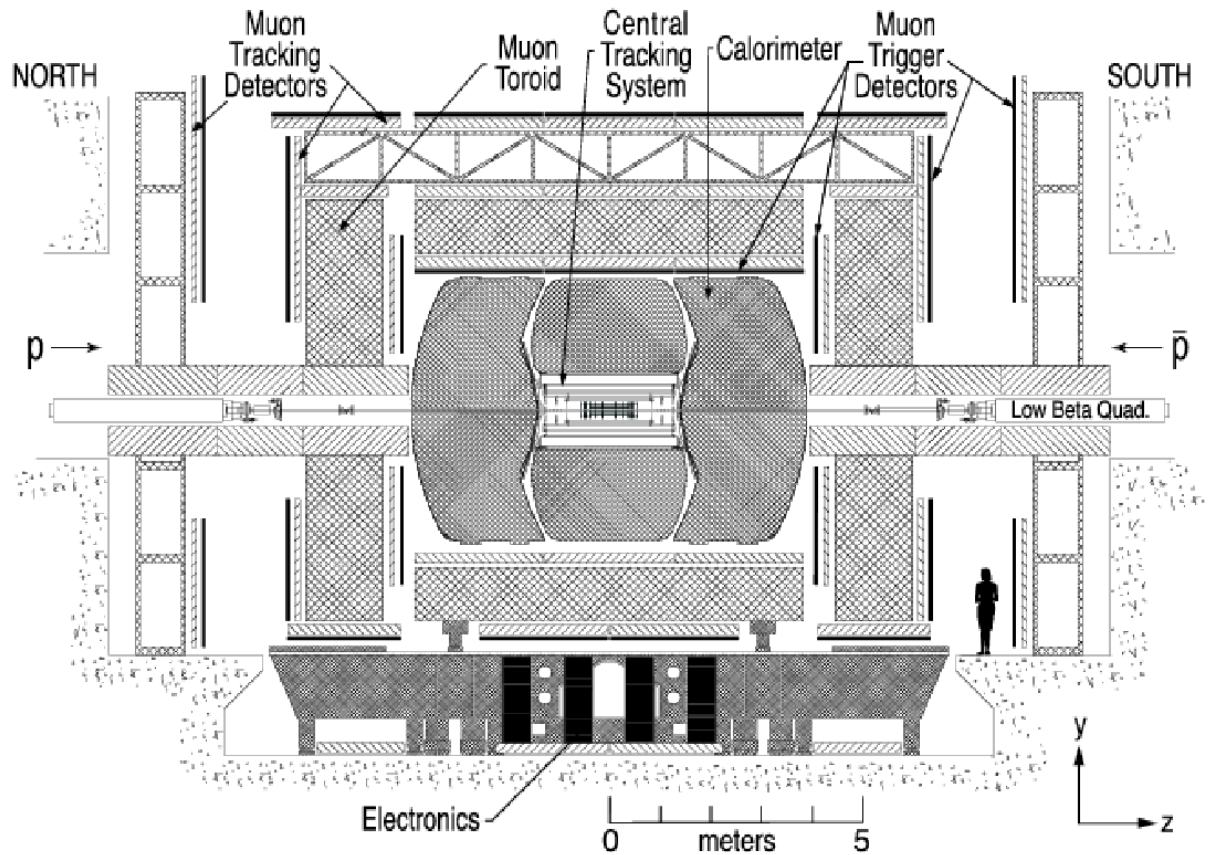


FIG. 4.1 – Schéma d'ensemble du détecteur D0 [8] avec le système de coordonnées. Au centre le détecteur de traces interne entouré du solénoïde, puis le calorimètre, le système à muons et l'aimant toroïdal.

manquante (notée E_T) est calculée en faisant le bilan de la conservation d'énergie dans le plan transverse à l'axe z . Elle est due aux particules n'ayant pas été détectées soit parce qu'elles n'interagissent pas ou très peu avec les matériaux le constituant (comme les neutrinos) soit parce qu'elles sont passées par une zone non instrumentée du détecteur. L'énergie transverse manquante peut aussi provenir de défauts de reconstruction ou d'effets instrumentaux.

Un mot sur les interactions particules-matière en jeu dans les détecteurs

Les particules, selon leur type, interagissent différemment avec la matière. Pour les particules chargées les plus légères (notamment les électrons), l'interaction électromagnétique est prédominante et responsable de la création de gerbes. Les phénomènes mis en jeu sont :

- le mécanisme d'ionisation (transmission d'énergie à l'électron d'un cortège électronique suffisante pour le libérer) ;
- le rayonnement de freinage, dit bremsstrahlung (émission d'un photon par une particule chargée lorsqu'elle est déviée, par exemple par un champ électrique).

Les pertes par ionisation sont plus importantes à faible énergie, puis c'est l'effet bremsstrahlung qui prédomine (à partir d'une énergie d'une dizaine de MeV dite énergie critique).

Pour les photons, les mécanismes prédominants sont, à énergie croissante :

- l'effet photoélectrique (absorption du photon par l'électron d'un cortège électronique permettant sa libération) ;

- la diffusion par effet Compton (absorption d’une partie de l’énergie du photon par un électron);
- la création de paires électron-positron.

Lorsqu’un électron pénètre dans un matériau dense, il interagit d’abord par *bremsstrahlung*, puis par ionisation. Les électrons et photons créés interagissent eux aussi avec le milieu et produisent un ensemble de particules secondaires qui constituent une gerbe électromagnétique. Pour une particule chargée, on définit la longueur de radiation d’un matériau (notée X_0) comme étant la distance au bout de laquelle l’énergie de la particule incidente est divisée par e . Elle est typiquement de quelques millimètres dans les matériaux denses constituant les absorbeurs du détecteur de pieds de gerbes ou du calorimètre. Le rayon de Molière caractérise l’extension latérale de la gerbe. Cette extension est de l’ordre d’un à deux centimètres dans les métaux denses.

Le spectre de perte d’énergie des particules chargées comprend une zone dite de minimum d’ionisation où l’interaction avec la matière est la plus faible. Cette zone est notamment importante pour les muons qui sont à leur minimum d’ionisation entre 100 MeV et 100 GeV.

Les hadrons interagissent avec la matière soit par l’interaction électromagnétique soit par l’interaction forte, et créent des gerbes. En général, la première étape du mécanisme d’interaction forte avec la matière est la cascade intra-nucléaire : un hadron entre en collision avec un noyau du milieu, et des particules secondaires sont créées. Le noyau résultant se désexcite en évaporant des neutrons ou des protons, ou en se fissionnant. La distance typique de création d’une gerbe hadronique est appelée longueur d’interaction nucléaire (notée λ_A). De la même manière que la longueur de radiation, elle est définie comme étant la distance que la particule parcourt avant que son énergie soit divisée par e . Pour un même matériau, la longueur d’interaction nucléaire est beaucoup plus grande que la longueur de radiation.

4.2 Le détecteur D0

Le détecteur D0 est composé de plusieurs sous-détecteurs imbriqués, chacun destiné à la détection et l’identification de différents types de particules. Ils peuvent être répartis en trois catégories : le détecteur de traces interne, le calorimètre et le système à muons (voir figure 4.1). Le détecteur comprend aussi deux aimants : un solénoïde entoure le détecteur de traces, et un toroïde est placé entre les composants du système à muons [8, 9]. Le rôle des aimants est de courber la trajectoire des particules chargées afin de mesurer leur impulsion.

4.2.1 Le détecteur de traces interne

Le détecteur de traces interne d’origine a été complètement remplacé pour le Run II, et il a subi de nouvelles modifications pour le Run IIb en 2006. Il est utilisé pour repérer les particules chargées, mesurer leur impulsion et localiser le vertex primaire. Il est également utilisé pour localiser les vertex secondaires, par exemple provenant de la désintégration de quarks b qui parcourent des distances de l’ordre de quelques millimètres avant de se désintégrer. La précision en position obtenue est de $15\ \mu\text{m}$ dans le plan transverse et de $35\ \mu\text{m}$ le long de l’axe z . Le système est composé de deux sous-détecteurs : le détecteur à micropistes de silicium (*Silicon Microstrip Tracker*, SMT) et le détecteur à fibres scintillantes (*Central Fiber Tracker*, CFT). Il est présenté sur la figure 4.2.

4.2.1. a Le détecteur à micropistes de silicium (*Silicon Microstrip Tracker*, SMT)

Le SMT a un diamètre interne d’environ 30 mm, et un diamètre externe de 10,5 cm. Il est composé de capteurs au silicium composés de bandes de jonctions PN. Une tension est appliquée aux bornes des jonctions pour agrandir la zone de déplétion entre les matériaux dopés P et N.

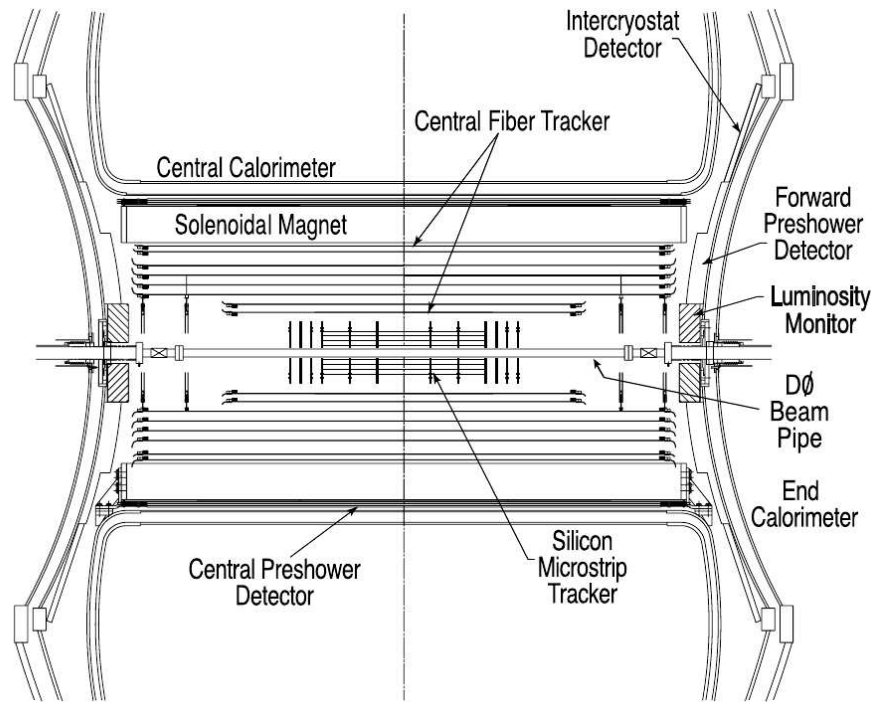


FIG. 4.2 – Schéma du détecteur de traces interne [8]. Le sous-détecteur Layer 0 n'y figure pas.

Lorsqu'une particule chargée traverse une jonction, elle induit un courant d'ionisation qui peut être détecté et mesuré.

Le SMT couvre les régions telles que $|\eta| < 3$ sur la totalité de la zone d'interaction. Pour que les traces soient perpendiculaires à la surface de détection pour toutes les valeurs de pseudorapidité, une structure combinant deux formes de détecteurs a été choisie. Dans la partie centrale, des modules en forme de fûts sont utilisés, puis sont alternés avec des modules en forme de disques. Ceux-ci sont capables de déterminer les coordonnées (r, ϕ) ainsi que (r, z) , tandis que les fûts permettent de mesurer seulement les coordonnées en (r, ϕ) .

Pour limiter les dommages causés par les radiations, la température de l'ensemble du SMT est maintenue en dessous de 5°C par un mélange d'eau et de glycol.

Afin de compenser les pertes de performances du détecteur dues aux radiations, une nouvelle couche de silicium (appelée *Layer 0*) a été installée pour le Run IIb, pendant l'arrêt du Tevatron à l'été 2006 [10, 11]. Son installation a nécessité le changement du tube à vide, pour libérer de la place et pouvoir installer la couche supplémentaire à 16,1 mm de l'axe du faisceau. Les capteurs couvrent une longueur de 38 cm de part et d'autre du centre de la zone d'interaction.

Le système a permis d'augmenter considérablement la précision des mesures, par exemple sur le paramètre d'impact (la distance la plus courte entre une trace et le point d'interaction primaire). La précision sur ce paramètre est améliorée de 20% pour des particules de p_T inférieur à 2 GeV. La figure 4.3 montre la précision sur le paramètre d'impact avec et sans *Layer 0*.

4.2.1. b Le détecteur à fibres scintillantes (*Central Fiber Tracker, CFT*)

Le CFT occupe l'espace radial compris entre 20 et 52 cm du centre du tube à vide et permet de couvrir la région telle que $|\eta| < 1,6$. Il est composé de fibres scintillantes fixées à huit supports cylindriques concentriques. Chaque cylindre supporte un doublet de couches de fibres orientées selon l'axe z , dites "couches axiales", et d'un autre doublet de couches de fibres présentant un angle avec l'axe z , dites "couches stéréo". Les couches stéréo u et v sont alternées d'un cylindre

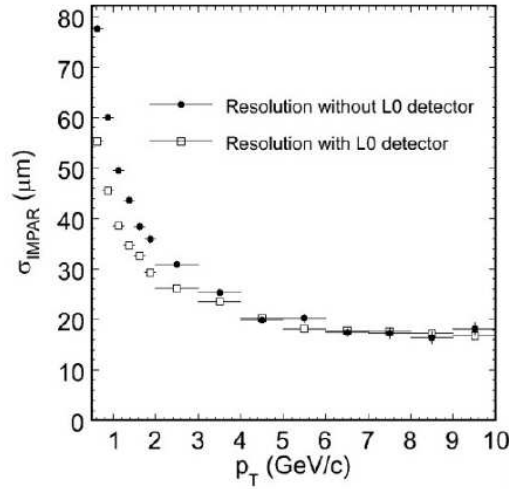


FIG. 4.3 – Précision observée sur le paramètre d'impact avec et sans Layer 0 [10].

à l'autre. Les fibres scintillantes sont couplées à des guides d'onde transparents qui permettent à la lumière issue de la scintillation de se propager jusqu'à des photodétecteurs. Les fibres ont un diamètre de $835 \mu\text{s}$ et leur position est connue à $50 \mu\text{s}$ près. La précision axiale pouvant être atteinte est ainsi de $100 \mu\text{s}$ par doublet de couche. Les fibres sont composées de polystyrène dopé avec deux sortes d'agents fluorescents : du paraterphényl (pT) et de la 3-hydroxyflavone (3HF). Ces agents fluorescents transforment l'énergie d'ionisation d'une particule traversant la fibre en lumière. Celle-ci est ensuite transformée en signaux électriques par des photodiodes. Le CFT est équipé d'un système d'étalonnage permettant de connaître l'efficacité de réponse de chaque canal fibre-photodiode.

4.2.1. c Résolution sur les traces

Une fois les traces reconstruites à partir des coups dans le détecteur central, on peut calculer l'impulsion transverse des particules avec une précision qui suit :

$$\sigma\left(\frac{q}{p_T}\right) = A \oplus \frac{B\sqrt{\cosh\eta}}{p_T} \quad (4.1)$$

où A est le terme de résolution et B le terme associé à la diffusion multiple. Ces paramètres valent typiquement $A = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ et $B = 2,4 \cdot 10^{-2}$ [12]. La précision sur l'impulsion transverse est ainsi de 5,5% à 20 GeV et 13% à 50 GeV.

4.2.2 Le solénoïde

Le solénoïde a été installé entre le Run I et le Run II et constitue une des améliorations majeures du détecteur pour le Run II. Lors de sa conception, de multiples contraintes ont dû être prises en compte :

- le champ magnétique doit être élevé et le plus homogène possible pour avoir une bonne précision en énergie ;
- l'épaisseur du solénoïde doit être la plus faible possible pour limiter la diffusion et les désintégrations dans l'aimant et limiter ainsi la perte en précision dans le calorimètre ;
- l'occupation de l'espace est contrainte par les éléments déjà mis en place du détecteur et notamment la calorimètre.

En prenant en compte ces contraintes, le choix s'est porté sur un champ atteignant 2 T, orienté selon l'axe z (la direction du champ étant inversée environ une fois par mois). Le solénoïde a une longueur de 2,7 m et un diamètre extérieur de 1,4 m. Son épaisseur est de $0,87 X_0$. Le courant nécessaire à l'établissement du champ magnétique est de 4749 A. Pour atteindre une telle densité de courant, on utilise deux couches de bobinages constitués de matériaux supraconducteurs.

4.2.3 Les détecteurs de pieds de gerbe (CPS et FPS)

Les détecteurs de pieds de gerbes sont situés à l'extérieur du solénoïde dans la région centrale et sur les faces du calorimètre dans les régions à grands η (voir figure 4.2). Ils sont destinés à une meilleure identification des électrons et des photons et à un meilleur rejet du bruit de fond au moment du déclenchement et lors de la reconstruction des événements. Ils fonctionnent à la fois comme un calorimètre et un détecteur de traces, combinant scintillateurs et absorbeurs. Ils permettent notamment d'améliorer l'association des traces dans le détecteur de traces avec les dépôts d'énergie dans le calorimètre, et de prendre en compte les pertes d'énergie dues au passage des particules dans le solénoïde.

4.2.4 Le calorimètre

Le calorimètre a pour but de mesurer l'énergie des électrons, des photons et des jets. Il est constitué d'une partie centrale (*Central Calorimeter*, CC) couvrant la zone $|\eta| < 1$ et de deux calorimètres avant et arrière (*End Calorimeter*, EC) étendant la zone de mesure jusqu'à $|\eta| \approx 4$. Ces parties sont elles-mêmes divisées en trois sections : une section électromagnétique destinée principalement à la mesure de l'énergie des électrons et photons, une section hadronique fine et une section hadronique grossière pour la mesure de l'énergie des jets. Un schéma du calorimètre est présenté figure 4.4.

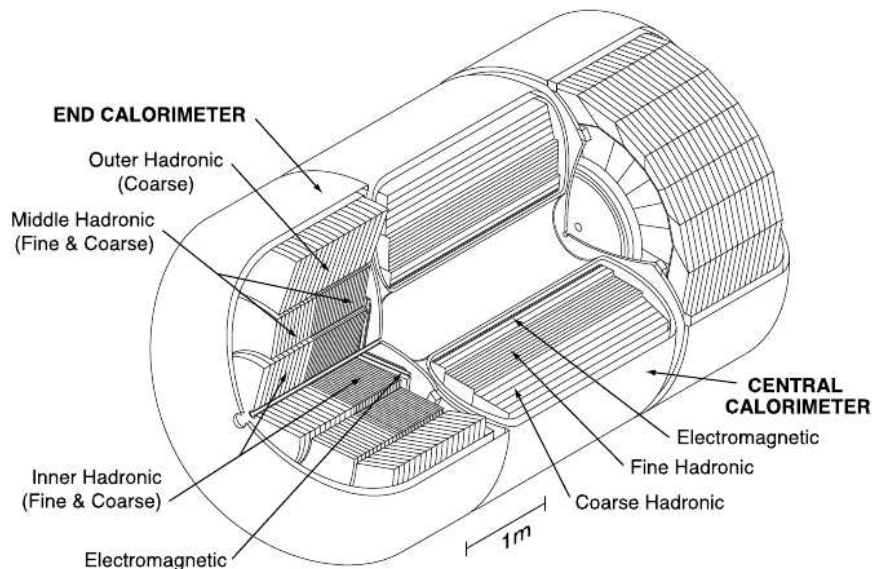


FIG. 4.4 – Schéma du calorimètre.

Le principe de la calorimétrie est de provoquer l'interaction des particules incidentes avec le matériau constituant le détecteur, le dépôt de leur énergie dans le matériau constituant le détecteur et la création d'un signal proportionnel à l'énergie recueillie. Pour provoquer la création de gerbes dans un volume réduit, l'utilisation d'un matériau dense est nécessaire. Il faut également

un milieu actif produisant le signal. Un même matériau peut être utilisé pour ces deux fonctions, on parle alors de calorimètre homogène. Dans le cas de D0, deux matériaux différents sont utilisés, on parle de calorimètre à échantillonnage.

Le milieu actif pour les trois différentes sections est l'argon liquide, mais les absorbeurs de chaque partie (électromagnétique, hadronique fine et grossière) sont constitués de matériaux différents. La section électromagnétique utilise des plaques d'uranium appauvri de 3 et 4 mm d'épaisseur dans le CC et l'EC respectivement. La section hadronique fine comprend des plaques d'uranium-niobium de 6 mm d'épaisseur. La section hadronique grossière comprend des plaques de cuivre dans le CC, et d'acier dans l'EC, d'une épaisseur de 46,5 mm. Chaque partie du calorimètre (CC, EC) a son propre cryostat permettant de maintenir une température de $90,7 \pm 0,1$ K à laquelle l'argon est liquide.

La taille des cellules a été choisie en considérant les dimensions typiques de gerbes électromagnétiques et hadroniques. La dimension transverse d'une cellule est ainsi de 1 à 2 cm dans la partie électromagnétique, et d'environ 10 cm dans la partie hadronique. La dimension longitudinale est utile pour déterminer le profil longitudinal de la gerbe, et distinguer ainsi gerbes électromagnétiques et hadroniques.

Les cellules du calorimètre sont organisées en tours pseudoprojectives. Une tour est un ensemble de cellules, et elle est dite pseudo-projective quand le centre de chaque cellule la constituant est aligné avec le centre de la zone d'interaction, et que toutes les cellules ont les mêmes dimensions transverses en η et ϕ . Les limites des cellules sont perpendiculaires aux absorbeurs et aux électrodes de lecture. Les dimensions des tours sont telles que : $\Delta\eta = 0,1$ et $\Delta\phi = \frac{2\pi}{64} = 0,1$ (sauf pour une partie du calorimètre électromagnétique segmentée plus finement). La structure du calorimètre est présentée figure 4.5.

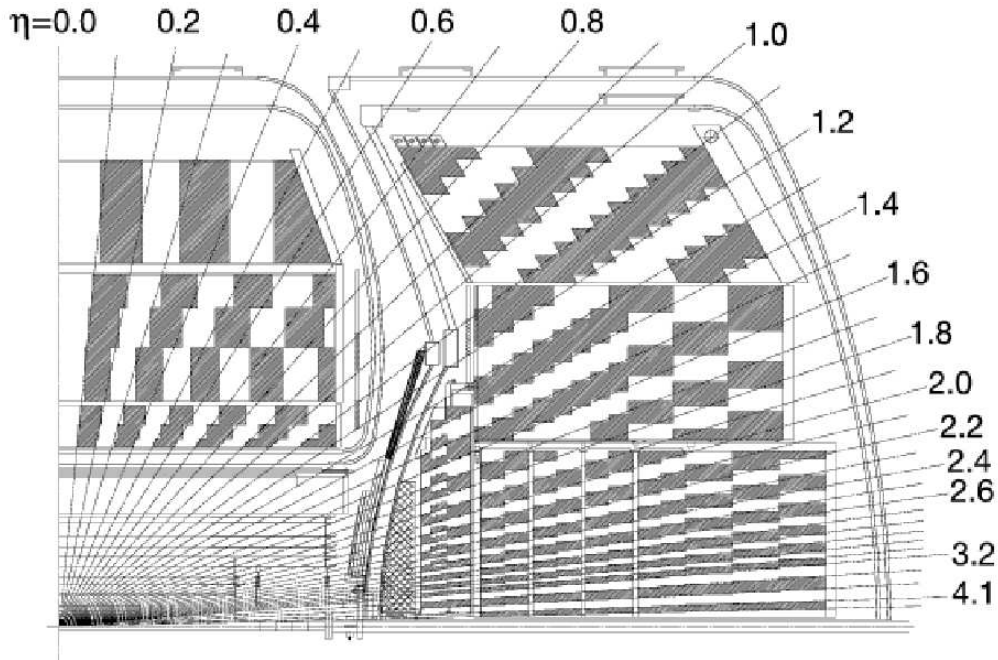


FIG. 4.5 – Schéma du calorimètre montrant la structure en tours pseudo-projectives.

4.2.4. a Le calorimètre électromagnétique

La section électromagnétique est composée de quatre couches. Entre le point d'interaction et la première zone active, le détecteur et les matériaux le constituant représentent environ quatre

longueurs d'interaction (à $\eta = 0$ pour le CC, $|\eta| = 2$ pour l'EC). Les deux premières couches ont une épaisseur d'environ deux longueurs de radiation. Elles sont destinées à mesurer le début du développement de la gerbe, pour distinguer notamment les gerbes provenant de photons et de π^0 . La troisième couche, d'une épaisseur représentant plus de 6 longueurs de radiation couvre la région où le maximum d'énergie est déposé. Elle est segmentée deux fois plus finement en η et ϕ pour permettre de situer précisément la direction centrale de la gerbe. Au total, le calorimètre électromagnétique s'étend sur environ 20 longueurs de radiation.

4.2.4. b Le calorimètre hadronique

La matière située avant le calorimètre hadronique représente $0,8\lambda_A$. La partie hadronique fine comprend trois couches dans le CC, représentant chacune environ une longueur d'interaction nucléaire. Elle en comprend quatre dans les parties avant et arrière (représentant chacune $1,1\lambda_A$). La partie grossière du calorimètre hadronique comprend quant à elle une seule couche d'une épaisseur équivalente à $3\lambda_A$ dans le CC, et $4\lambda_A$ dans l'EC. Au total, le calorimètre représente environ six longueurs de radiation pour le CC et sept pour l'EC.

4.2.4. c Les détecteurs inter-cryostats

Comme on peut le remarquer sur la figure 4.5, les particules ayant une incidence telle que $0,8 < |\eta| < 1,4$ passent par des zones non instrumentées. Pour compenser la perte d'information sur l'énergie déposée dans ces zones (notamment les parois des cryostats), des plaques de scintillateurs ont été déposées à l'extérieur des parois des cryostats avant et arrière du calorimètre. Ces scintillateurs constituent les détecteurs inter-cryostats (*Intercryostat Detector*, ICD) et couvrent la zone $1,1 < |\eta| < 1,4$. Chaque ICD est constitué de 16 sections comprenant chacune 12 plaques de scintillateur. Chaque plaque de scintillateur couvre ainsi une zone de $0,1 \times 0,1$ en $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

Pour compléter la couverture des zones non-instrumentées, des cellules de calorimètre, appelées cellules sans absorbeur (*massless gap*) ont été ajoutées entre le CC et les parties avant et arrière (elles sont visibles sur la figure 4.5).

4.2.4. d Les processus mis en jeu et la précision sur la mesure en énergie

La formation de gerbes de particule dans le calorimètre et leur détection reposent sur des processus statistiques [13]. Les gerbes se forment principalement dans les absorbeurs par les processus déjà décrits d'ionisation, de bremsstrahlung pour les électrons, et d'effet photoélectrique, de diffusion Compton ou de production de paires électrons-positrons pour les photons. Pour les hadrons, ces processus s'ajoutent à ceux liés à l'interaction forte. Pour des particules incidentes de même énergie, le nombre de particules dans la gerbe va varier. De même, la détection dans les parties actives du calorimètre repose sur l'ionisation des atomes d'argon et là aussi, la réponse du détecteur à des gerbes identiques peut subir des variations statistiques. Pour des gerbes issues de particules d'énergie E , mettant en jeu n processus, la dispersion du signal σ_{sig} est telle que :

$$\frac{\sigma_{sig}}{sig} \propto \frac{1}{\sqrt{n}},$$

et ainsi

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}},$$

avec S une constante. On considère qu'un terme constant C peut apparaître, dominant à hautes énergies et correspondant aux erreurs d'étalonnage. Un terme de bruit indépendant de l'énergie intervient également, correspondant à la radioactivité de l'uranium ainsi qu'au bruit de fond provenant de l'électronique. On ajoute donc un terme N en $1/E$.

On peut écrire ainsi la précision sur l'énergie :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}. \quad (4.2)$$

Les différentes constantes ont été évaluées avant le Run I grâce à l'utilisation de faisceaux tests d'électrons et de pions d'énergies connues. Les valeurs sont différentes pour les électrons et les hadrons. Pour les électrons :

- la valeur de S provenant des faisceaux tests est toujours utilisée :
 $S_{CC} = 0,157 \pm 0,005 \sqrt{\text{GeV}}$ et $S_{EC} = 0,206 \pm 0,005 \sqrt{\text{GeV}}$ [9, 14] ;
- la constante C a été réévaluée pendant le Run II, en utilisant des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ [14] :
 $C_{CC} = 3,73 \pm 0,28\%$ et $C_{EC} = 2,03 \pm 0,59\%$;
- le terme N a été évalué au Run II après des études sur l'électronique de lecture :
 $N = 0,29 \text{ GeV}$ [14].

Pour les jets, les valeurs ont également été réévaluées au Run II, en utilisant des événements contenant deux jets dos-à-dos. Dans la région centrale, on a :

- $S = 0,757 \sqrt{\text{GeV}}$;
- $C = 4,94\%$;
- $N = 0,86 \text{ GeV}$ [15].

Ainsi, la précision sur la mesure de l'énergie d'un électron dans le calorimètre central s'écrit :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0,037^2 + \frac{0,157^2}{E} + \frac{0,29^2}{E^2}}.$$

La précision sur la mesure de l'énergie est donc de 5,8% pour un électron de 15 GeV et de 4,4% à 50 GeV.

Pour un jet dans la région centrale, on a :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0,049^2 + \frac{0,757^2}{E} + \frac{0,86^2}{E^2}}.$$

La précision typique est de 21% à 15 GeV et 12% à 50 GeV.

4.2.5 Le système à muons

A partir d'une énergie de quelques GeV, les muons se comportent comme des particules au minimum d'ionisation et laissent un signal très faible dans les parties précédemment décrites du détecteur. Le système à muons est situé à environ 3 m du tube à vide et a pour but d'identifier les muons créés lors de la collision, de déterminer leur trajectoire et de mesurer leur impulsion.

Le système est composé d'aimants toroïdaux dont la fonction est de dévier la trajectoire des muons, de chambres à dérives situées avant et après les toroïdes, et de scintillateurs. Le système est divisé en trois parties (visibles sur la figure 4.1) : la partie centrale couvre la région $|\eta| < 1$ et les parties avant et arrière étendent la couverture jusqu'à $|\eta| \approx 2$ [16].

L'instrumentation en amont permet une détermination de la trajectoire des muons avant leur entrée dans le toroïde, et donc leur point d'entrée dans l'aimant. D'autres détecteurs situés un à trois mètres après le toroïde permettent de déterminer leur point de sortie. La comparaison des directions d'entrée et de sortie du toroïde permet la détermination de l'impulsion de la particule. La précision est toutefois limitée par les diffusions multiples pouvant avoir lieu dans le matériel constituant l'aimant.

4.2.5. a Les aimants toroïdaux

Contrairement au solénoïde, le toroïde était déjà présent au Run I, et n'est pas constitué de matériaux supraconducteurs. Les trois parties le constituant sont visibles sur la figure 4.1. L'aimant central est un anneau carré d'environ 1 m d'épaisseur et couvrant l'espace tel que $|\eta| < 1$.

Il est situé à 3 m de l'axe du faisceau. Vingt bobines faisant dix tours chacune transportent un courant de 1500 A et excitent le noyau de fer pour produire un champ de 1,8 T.

Les parties avant et arrière sont des anneaux carrés occupant les espaces tels que : $447 < |z| < 600$ cm et étendant la couverture jusqu'à $|\eta| < 2,5$.

Une particule se déplaçant dans le plan transverse (x,y) sera déviée dans le plan (y,z) ou (x,z). Le sens du champ magnétique dans les toroïdes est inversé tous les mois.

4.2.5. b La partie centrale

La partie centrale est constituée de l'aimant toroïdal central, de chambres à dérive proportionnelles (*Proportional Drift Tubes*, PDT), et de scintillateurs de deux types : les compteurs cosmiques (*cosmic cap and bottom*) et les compteurs $A\phi$.

Les chambres à dérive Environ 55% de la partie centrale est couverte par trois couches de chambres à dérive : la couche A en amont des toroïdes, les couches B et C en aval (90% est couverte par au moins deux couches). La figure 4.6 montre une vue éclatée des différentes couches de chambres à dérive.

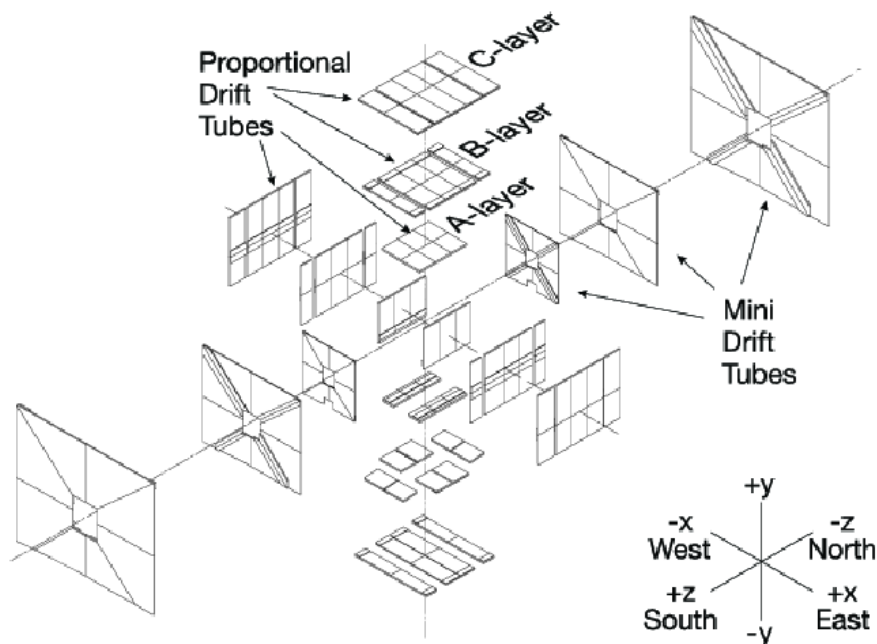


FIG. 4.6 – Vue des différentes couches de chambres à dérive. La couche A est la plus proche du tube à vide, avant le toroïde. Les couches B et C sont situées après, la couche C étant la plus éloignée de la zone d'interaction.

Les chambres à dérive ont une dimension typique de $2,8 \times 5,6 \text{ m}^2$ et sont constituées de plusieurs plans de tubes rectangulaires d'aluminium. Les couches B et C et la partie inférieure de la couche A en comprennent trois, le reste de la couche A en a quatre. Les tubes à dérive ont une largeur de 10 cm et chaque plan est composé de 14 ou 24 tubes. Un filament de tungstène en leur centre joue le rôle d'anode, tandis que des cathodes sont situées au-dessus et en dessous de l'anode. La distance maximale de dérive est ainsi de 5 cm.

Pour réduire le temps de dérive, les chambres contiennent un mélange de 84% d'argon, 8% de méthane et 8% de CF_4 . Les anodes sont à une tension de 4,7 kV et les cathodes à 2,3 kV. Dans

cette configuration, la vitesse de dérive est d'environ $10 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$, pour une durée maximale de dérive de 500 ns.

Les compteurs à scintillation (*cosmic caps* et *bottom counters*) Les compteurs à scintillation sont situés à l'extérieur de la couche C (la plus externe) des chambres à dérive. Les *cosmic caps* sont installés sur les couches supérieures et latérales de chambres à dérive, les *cosmic bottom* sur la couche inférieure. Ils ont pour but de fournir un signal rapide permettant d'associer la détection d'un muon dans les chambres à dérive avec un croisement de faisceaux, et de distinguer le signal d'éventuels muons cosmiques.

Les cosmic caps sont au nombre de 240, et ont une dimension d'environ 60 cm de large pour plus de 2 m de long. Leur largeur est suivant l'axe z , la longueur suivant l'axe ϕ , et leur segmentation en ϕ est de $4,5^\circ$. Les cosmic bottom sont au nombre de 132 et à la différence des cosmic caps, leur largeur est orientée selon l'axe des ϕ , ceci pour avoir une meilleure correspondance avec le signal provenant du système à fibres central.

D'autres compteurs à scintillation sont installés au niveau de la couche A (la plus interne) des chambres à dérive. Ils fournissent un signal rapide pour le système de déclenchement permettant de rejeter les muons ne provenant pas de la zone d'interaction.

En prenant en compte les informations provenant du système à muons et du détecteur de traces, la précision sur l'impulsion de muons associés à des coups dans le SMT passe de 1,5 à 20% dans la partie centrale, pour des muons d'impulsions allant de 0 à 100 GeV.

4.2.5. c Les parties avant et arrière

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la partie avant du système à muons couvre la zone telle que $1 < |\eta| < 2$. Cette partie du système à muons est constituée de trois couches de chambres à dérive (couche A avant le toroïde, couches B et C après), ainsi que de trois couches de scintillateurs.

Les chambres à dérive proportionnelles utilisées pendant le Run I ont été remplacées par de mini-chambres à dérive (*Mini Drift Tubes*, MDT), plus résistantes aux radiations. Le temps de dérive dans ces chambres est très court (au maximum 132 ns) et la précision spatiale est bonne (environ 1 mm). Comme pour les PDT, les couches de MDT sont constituées de trois plans de tubes à dérive pour les couches B et C et quatre pour la couche A. Les chambres sont alignées sur les lignes de champ du toroïde qui ont une forme presque carrée. La précision obtenue sur la coordonnée de passage d'un muon dans une cellule est de 0,7 mm, et la précision sur l'impulsion est de 20% (pour le système avant seulement) pour des muons d'une impulsion inférieure à 40 GeV/c.

Le système avant comprend trois couches de scintillateurs utilisés pour le déclenchement. Une couche est située avant le toroïde (couche A), et deux après (couches B et C). Chaque couche est divisée en huit octants comprenant chacun 96 compteurs à scintillation. Leur segmentation en ϕ est de $4,5^\circ$, correspondant à la segmentation du CFT. La segmentation en η est de 0,12 (respectivement 0,07) pour les neuf couches les plus internes (respectivement les trois plus externes). Ces scintillateurs ont été conçus pour avoir une bonne précision en temps, et une réponse uniforme pour un rejet efficace du bruit de fond.

4.2.6 Le détecteur de luminosité (*Luminosity monitor*, LM)

Le but de ce système est de mesurer la luminosité au point d'interaction D0. La méthode utilisée consiste à déduire la luminosité du nombre de collisions inélastiques $p - \bar{p}$ observées [17]. Les détecteurs de luminosité sont placés avant les calorimètres avant et arrière, à $z = \pm 140 \text{ cm}$ (voir figure 4.2). Ils occupent l'espace radial compris entre le tube à vide et les détecteurs de pieds de gerbes avant et arrière. Chaque détecteur est constitué de 24 sections de compteurs à scintillation, d'une longueur de 15 cm et couvrent la zone telle que : $2,7 < |\eta| < 4,4$. Les scintillateurs sont

soumis à des radiations importantes qui peuvent porter atteinte à leurs performances. Ils ont été changés lors de l'arrêt du Tevatron pendant l'été 2009.

La mesure de la luminosité La luminosité instantanée est déterminée à partir du nombre de collisions inélastiques \overline{N}_{LM} détectées par le détecteur de luminosité. Pour cela, il faut déterminer la section efficace effective des processus inélastiques σ_{LM} , prenant en compte l'acceptance et l'efficacité du détecteur. On a :

$$L = \frac{f \overline{N}_{LM}}{\sigma_{LM}}$$

avec f la fréquence de croisement des faisceaux, et \overline{N}_{LM} le nombre de collisions inélastiques par croisement de faisceaux.

Pour déterminer précisément \overline{N}_{LM} , il faut notamment distinguer les collisions inélastiques des interactions avec le halo du faisceau. Cela est fait grâce à une mesure de temps de vol des particules détectées. La précision sur le temps de vol est de 0,3 ns, la principale limitation étant la variation de distance parcourue par la lumière de scintillation pour des particules incidentes en différents endroits du détecteur.

σ_{LM} peut être reliée à la section efficace inélastique $p\overline{p}$ par l'expression : $\sigma_{LM} = \epsilon.A.\sigma_{p\overline{p}}$. Le terme A est l'acceptance géométrique du détecteur de luminosité, le terme ϵ est l'efficacité du détecteur (c'est-à-dire à la probabilité de détecter l'événement s'il est dans la zone d'acceptance).

$\sigma_{p\overline{p}}$ a été mesurée par trois différentes collaborations pendant le Run I, à l'énergie de 1,8 TeV. CDF et D0 utilisent la même valeur, qui a été extrapolée à des collisions à 1,96 TeV : $\sigma_{p\overline{p}} = 60,7 \pm 2,4$ mb. L'incertitude totale obtenue sur la mesure de la luminosité est de 6,1%.

Dans les analyses de physique, la quantité intéressante est la luminosité intégrée, qui sert à normaliser les échantillons de données. On distingue la luminosité fournie par le Tevatron et la luminosité enregistrée à D0. Elles sont reliées par l'efficacité de la prise de données (d'environ 90% à D0). La figure 4.7 montre la luminosité intégrée fournie et enregistrée à D0 au cours du temps.

De plus, il doit être possible de connaître, pour chaque échantillon de données, la luminosité instantanée au moment de l'enregistrement. Pour cela, une mesure de la luminosité est réalisée au début et à la fin de chaque run, puis toutes les soixante secondes ou sur demande. Cette mesure ainsi que les données enregistrées pendant cette période sont associées à un nombre, le LBN (*Luminosity Block Number*) [18]. On considère que l'intervalle entre deux mesures est suffisamment court pour considérer que la luminosité ne varie pas.

4.2.7 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement est fait pour sélectionner et enregistrer les événements physiques d'intérêt, et les événements utilisés pour l'étalonnage. Le taux d'interaction étant de 1,7 MHz, il serait impossible et inutile d'enregistrer tous les événements. Le système de déclenchement est constitué de trois niveaux qui examinent et filtrent à tour de rôle les événements conservés par le niveau précédent. Le niveau 1 (*Level 1*, L1) examine tous les événements et utilise les données provenant directement de certains sous-détecteurs pour en sélectionner 2000 par seconde. Le niveau 2 (L2) réduit ce nombre d'événements d'un facteur 2. Il utilise à la fois des données provenant de sous-parties du détecteur et des combinaisons entre ces données. La figure 4.8 montre l'utilisation des sous-parties du trigger au sein des niveaux 1 et 2. Le niveau 3 utilise des algorithmes pour réduire à 100 Hz le taux d'événements conservés et qui sont enregistrés pour subir une reconstruction hors-ligne.

Le but est de conserver les événements présentant un intérêt physique, et en particulier ceux qui sont issus d'interactions inélastiques, caractérisés par exemple par de hautes énergies.

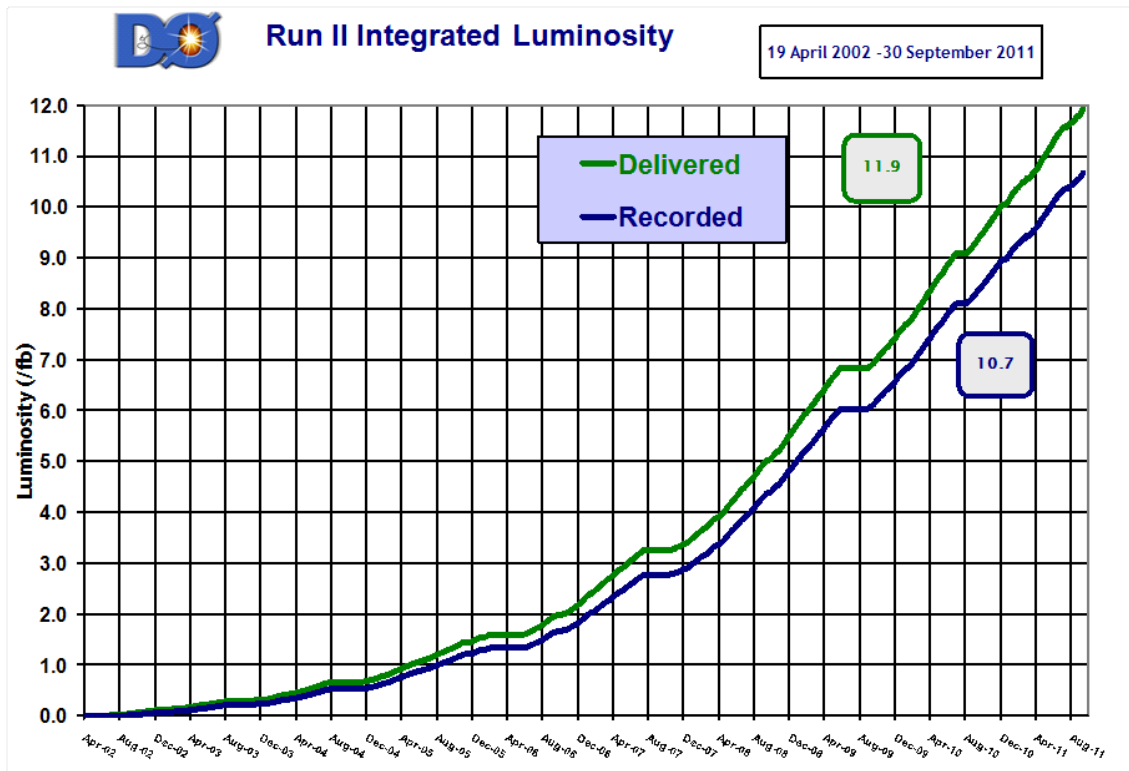


FIG. 4.7 – Luminosité intégrée fournie par le Tevatron et enregistrée par D0 pendant le Run II.

4.2.7. a Le niveau 1

Le niveau 1 est divisé en éléments utilisant les données provenant du calorimètre (L1Cal), du détecteur de traces central (L1CTT), du système à muons (L1Muon). Les décisions prises par chaque sous-partie du système doivent être produites et transmises au niveau 2 en moins de $3,5 \mu s$.

Le niveau 1 du calorimètre Le calorimètre est divisé en tours de dimension transverse $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$. Les énergies déposées dans chaque cellule d'une tour sont converties en énergie transverse puis sommées.

Le niveau 1 du détecteur de traces central Ce sous-système utilise les informations provenant du détecteur à fibres scintillantes (CFT) et des détecteurs de pieds de gerbes (CPS et FPS), tous les trois étant des détecteurs à scintillation. Seules les fibres d'orientation axiale sont utilisées au sein du CFT et du CPS. Le système doit trouver les traces et les accumulations d'énergie dans le CPS. Les informations sont utilisées pour le sous-système L1CTT, mais elles sont aussi transmises au L1Muon, ainsi qu'à certains sous-systèmes du niveau 2 (voir figure 4.8) pour être utilisées lors de la reconstruction des traces. Les données du CFT sont comparées à 20 000 modèles prédéfinis de trajectoires, et les six trajectoires de plus grand p_T sont conservées. Les données provenant de ces traces sont comparées à celles du CPS et du système à muons. Différents types de critères existent pour sélectionner les événements considérés, prenant en compte le caractère isolé ou non de la trace et son impulsion transverse.

Le niveau 1 du système à muons Le niveau 1 du système à muons recherche des trajectoires possibles utilisant les données provenant des chambres à muons, des scintillateurs et des traces

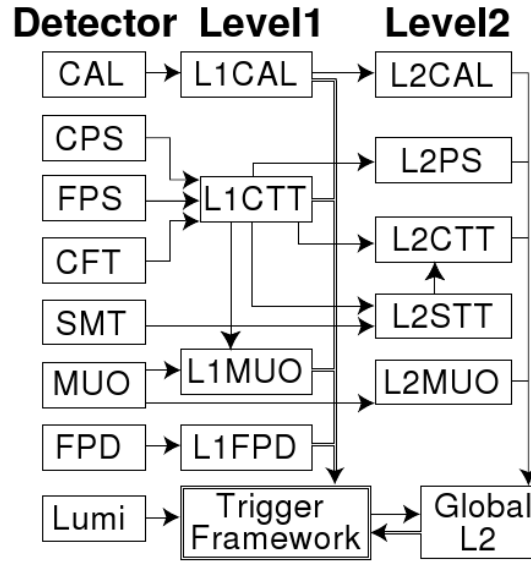


FIG. 4.8 – Schéma des flux d'information provenant de chaque sous-partie du système de déclenchement aux niveaux 1 et 2, et de leur utilisation.

du L1CTT. Le système à muons est divisé en trois régions (centrale, nord et sud), et chaque région est elle-même divisée en octants. L'électronique de lecture de chaque octant reçoit les informations des 10 secteurs de $4,5^\circ$ du CFT lui correspondant, ainsi que les secteurs voisins de chaque côté. Chaque secteur envoie les informations concernant les six trajectoires de plus grand p_T . Les conditions de déclenchement existent pour une qualité de trajectoire faible ou élevée (un ou deux coups dans les scintillateurs du système à muons), et quatre valeurs seuil de p_T .

4.2.7. b Le niveau 2

Le niveau 2 utilise à la fois les informations venant du détecteur et du niveau 1. En plus des sous-systèmes adaptés à chaque sous-détecteur, il comprend un terme global (L2Global) permettant de prendre en compte les corrélations entre les différentes parties.

Le niveau 2 du calorimètre est basé sur un préprocesseur identifiant les jets et électrons, et calculant la somme des énergies transverses de toutes les tours. L'algorithme d'identification des jets est basé sur le regroupement de 5×5 tours autour de tours centrales classées par E_T décroissantes et telles que : $E_T > 2$ GeV. La liste des jets candidats est envoyée au L2Global.

Le niveau 2 du système à muons reçoit des données du L1Muon, mais il utilise également des informations plus précises sur l'étalonnage et le temps de vol venant du détecteur. Les informations sur les candidats muons rassemblent le p_T , les coordonnées η et ϕ , la qualité et le temps de vol.

Au niveau 2, les détecteurs de pieds de gerbe permettent de détecter très efficacement les électrons, de les distinguer des photons et de rejeter une grande partie du bruit de fond provenant des hadrons chargés. Ceci est rendu possible par la détection des pieds de gerbes et leur association à des traces ou à des dépôts d'énergie dans le calorimètre.

Le détecteur à micropistes de silicium (SMT) est utilisé au niveau 2 (L2STT) afin de compléter les données provenant du CFT et d'augmenter la précision sur la reconstruction des traces. Il aide de plus à rejeter les événements conservés au niveau 1 mais correspondant à des traces mal reconstruites provenant de coups accidentellement associés dans le CFT. Par sa capacité à mesurer le paramètre d'impact des traces, le L2STT permet de retrouver les désintégrations de particules hadroniques à longues durées de vie (et notamment les hadrons B).

La décision prise par le L2Global est fondée sur les corrélations faites entre les informations provenant des sous-parties du détecteur permettant de créer un objet physique global.

4.2.7. c Le niveau 3

Le niveau 3 repose uniquement sur des algorithmes utilisant directement les informations provenant du détecteur. Il opère une reconstruction partielle des événements et diminue d'un facteur 20 le taux d'événements enregistrés. Il utilise les informations sur les objets physiques mais aussi les relations entre les différents objets, comme leur distance angulaire ou leur masse invariante. Des algorithmes spécifiques à chaque type d'objet font ce travail. Ils reprennent les données brutes, localisent les coups, les dépôts d'énergie, appliquent les facteurs d'étalonnage et reconstruisent les électrons, muons, taus, jets, vertex et l'énergie transverse manquante.

L'algorithme de reconstruction des jets et des électrons utilise les données en provenance du calorimètre et la position du vertex primaire. Un algorithme de cône (qui sera décrit plus loin), avec $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0,25$, ainsi que des conditions sur la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre, et la forme de la gerbe dans le plan transverse sont à la base de la reconstruction des électrons.

Pour les muons, les données en provenance des chambres à muons et des scintillateurs sont utilisées pour reconstruire des segments de traces en amont et en aval du toroïde. D'autres algorithmes liés aux traces internes ou au calorimètre peuvent également être utilisés. L'association des traces dans le système à muons avec celles du détecteur interne permet d'augmenter la précision sur la détermination de l'impulsion transverse.

Le calcul de l'énergie transverse manquante E_T repose sur l'énergie déposée dans le calorimètre. Les énergies déposées dans les cellules de tranches à η constant sont sommées successivement, en supposant en premier lieu que l'interaction a lieu au centre du détecteur, puis en autorisant d'éventuelles corrections lorsque la position du vertex primaire est déterminée. L'algorithme calcule E_T , son angle azimutal et sa significativité ainsi que la somme scalaire des E_T .

4.2.7. d Liste des conditions de déclenchement (*Trigger lists*)

Chaque terme de déclenchement est un terme logique, pouvant correspondre par exemple à la détection d'une particule spécifique avec une énergie minimum donnée. Pour chaque prise de données, on assemble ces termes dans une liste. Si au moins un des termes de la liste est valide, l'événement est enregistré. Il existe toutefois certains termes qui sont vérifiés trop souvent pour que les événements soient enregistrés à chaque fois. On leur associe alors un coefficient (appelé *prescale*) correspondant à la fraction prise au hasard des événements réellement enregistrés. Pour chaque intervalle de luminosité ces coefficients sont ajustés pour avoir un taux de sortie adéquat à chaque niveau du système de déclenchement. Il existe également deux termes spécifiques, qui sont systématiquement inclus dans les listes :

- Un terme dit de déviation nulle, qui est valide à chaque croisement de faisceaux. Il est associé à un très grand *prescale* pour n'en garder qu'une petite partie. Il sert à des vérifications sur le fonctionnement du système de déclenchement et de luminosité. Il permet aussi d'étudier le bruit de fond électronique.
- Un terme dit de déviation minimale, basé sur le détecteur de luminosité, et qui est valide dès qu'une interaction inélastique est détectée.

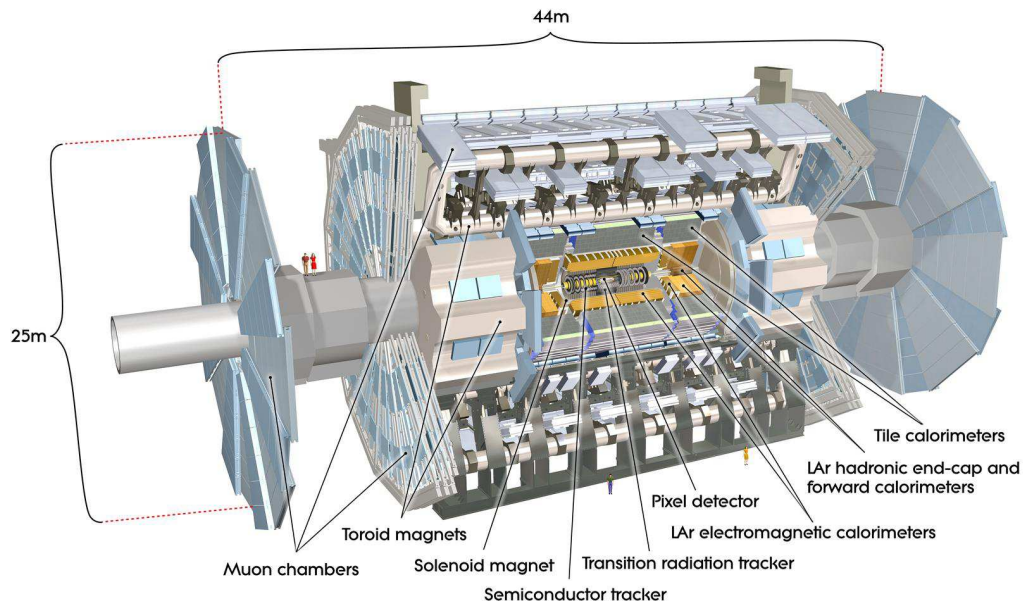


FIG. 4.9 – Schéma du détecteur ATLAS

4.3 ATLAS

Le détecteur ATLAS possède globalement la même structure que le détecteur D0. Il peut être divisé en trois parties : détecteur de traces internes, calorimètre et système à muons [19, 20]. Le détecteur interne a pour but de détecter les traces de particules chargées. Il est entouré d'un solénoïde produisant un champ magnétique d'environ 2 T. Le calorimètre est, comme à D0, constitué d'argon liquide, mais nous verrons que leur structure est très différente. Enfin, le système à muons d'ATLAS est la partie la plus caractéristique du système. Elle est située de part et d'autre d'un toroïde à air, qui fournit un champ de 0,5 T en moyenne dans la partie centrale. Nous nous attacherons ici à mettre en valeur les différences entre les technologies utilisées à ATLAS et à D0 et l'impact qu'elles pourront avoir sur les mesures.

La structure globale du détecteur est présentée sur la figure 4.9.

4.3.1 Le détecteur de traces interne

Ce détecteur est constitué de trois sous-parties distinctes :

- une partie constituée de pixels de silicium ;
- un détecteur à semi-conducteurs (*Semi-conductor tracker*, SCT) ;
- un détecteur à radiations de transition (*Transition Radiation Tracker*, TRT).

Le détecteur à pixels et le SCT couvrent une zone telle que $|\eta| < 2,5$ tandis que le TRT couvre la zone $|\eta| < 2,0$. La structure du détecteur est illustrée sur la figure 4.10.

Les pixels sont des couches de silicium très finement segmentées dans deux directions. Le détecteur à pixels est utilisé pour reconstruire avec précision la position des vertex primaires et secondaires. Il est constitué de trois couches de capteurs en forme de fûts ainsi que de trois disques de chaque côté. La précision sur la position est de $10 \mu m$ dans le plan transverse et $115 \mu m$ le long de l'axe z .

Le détecteur à semi-conducteurs est constitué de quatre couches cylindriques et de 9 disques dans chacun des bouchons. Sur chacune des couches sont disposées deux plaques avec des bandes

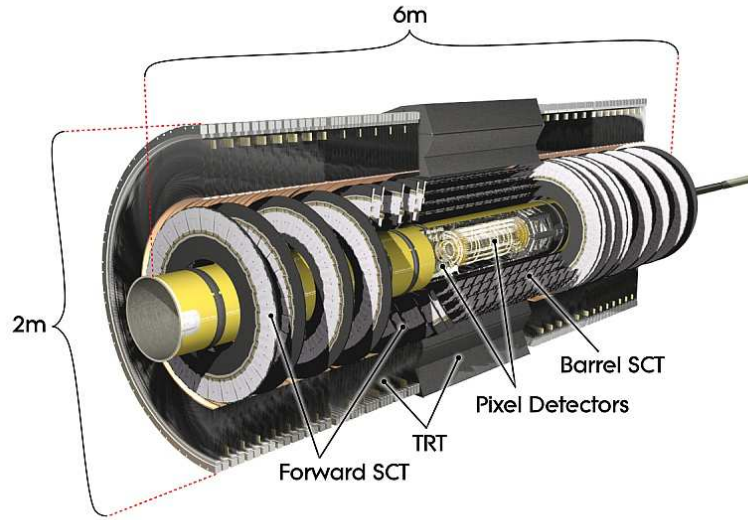


FIG. 4.10 – Schéma du détecteur de traces internes

de semi-conducteurs constituées d'aluminium et de silicium. Ces deux plaques sont disposées en «stéréo», c'est-à-dire avec un angle de 40 mrad entre elles. La précision obtenue sur la position des coups est de $17\ \mu\text{m}$ dans le plan transverse et de $580\ \mu\text{m}$ le long de l'axe z .

Le détecteur à rayonnement de transition est constitué de tubes à dérives parallèles à l'axe du faisceau (et disposés de manière radiale dans les bouchons). Dans ces tubes à dérives de 4 mm de diamètre, la cathode correspond à la paroi du tube constituée de polymères et l'anode est un fil de tungstène recouvert d'or. Les tubes sont remplis d'un mélange de xénon, dioxyde de carbone et dioxygène. Les rayonnements de transition sont émis lorsqu'une particule avec un facteur de Lorentz élevé ($\gamma = E/m$) traverse des matériaux avec des propriétés électriques différentes. La particule émet des photons d'énergie proportionnelle à son énergie (des rayons X pour les énergies considérées ici). Pour provoquer ce rayonnement de transition des fibres de polypropylène sont insérées entre les tubes à dérives. La probabilité d'émission du rayonnement de transition est beaucoup plus faible pour un pion que pour un électron, et le TRT permettra donc de faire la différence entre ces deux types de particules. Deux types de signaux sont produits par les particules passant dans le détecteur : un signal correspondant à l'ionisation du gaz, déclenché par toutes les particules chargées, et un signal correspondant au rayonnement de transition déclenché principalement par les électrons. Ces deux signaux sont distingués par des énergies différentes, et permettent de différencier les électrons des hadrons.

La précision de l'impulsion transverse peut être écrite sous la même forme que ce qu'on a déjà utilisé à D0 (formule 4.1) :

$$\sigma\left(\frac{q}{p_T}\right) = A \oplus \frac{B\sqrt{\cosh\eta}}{p_T}. \quad (4.3)$$

Les paramètres nominaux dans ATLAS sont : $A = 3,6 \cdot 10^{-4}\ \text{GeV}^{-1}$ et $B = 1,3 \cdot 10^{-2}$ et la précision ainsi obtenue est de 1,5% pour une particule de 20 GeV et 2,2% à 50 GeV. Les études sur les données montrent que ces objectifs sont atteints.

4.3.2 Le solénoïde

Le solénoïde utilisé pour produire le champ magnétique dans le détecteur interne est similaire à celui utilisé à D0. Il produit un champ d'environ 2 T orienté dans le sens de l'axe z . Il fait 5,3 m

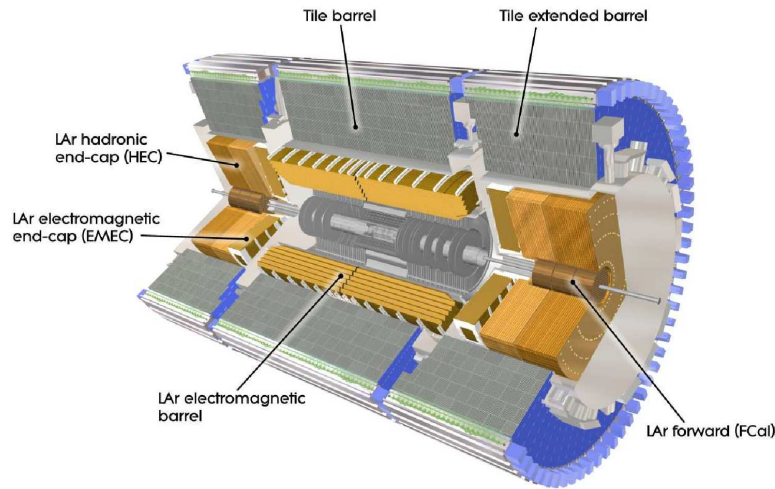


FIG. 4.11 – Schéma du calorimètre d'ATLAS

de long pour un diamètre extérieur de 2,6 m, et son épaisseur correspond à environ 0,7 longueurs de radiations ($0,7 X_0$). La quantité totale de matière devant le calorimètre correspond à environ $1,5 X_0$ (en prenant en compte le cryostat).

4.3.3 Le calorimètre

Le calorimètre d'ATLAS a quelques points communs avec celui de D0 même si sa structure est assez différente. Comme à D0, le calorimètre d'ATLAS est à échantillonnage, c'est-à-dire que la mesure d'énergie se fait dans un milieu actif différent du milieu absorbant. Dans la plus grande partie du calorimètre le milieu actif est de l'argon liquide et le milieu absorbant est soit du plomb soit du fer selon la partie considérée.

Le calorimètre peut se diviser en trois parties : la partie électromagnétique et la partie hadronique (qui comprennent chacune une partie centrale et des bouchons), et une partie avant. Sa structure est présentée sur la figure 4.11.

4.3.3. a Le calorimètre électromagnétique

Une première couche d'argon liquide est utilisée dans la zone $|\eta| < 1,8$ pour évaluer la perte d'énergie des particules dans les parties précédentes du détecteur. On appelle cet élément le pré-échantillonneur. Il est situé juste avant le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique central couvre une région correspondant à $|\eta| < 1,475$, tandis que les bouchons couvrent la zone telle que $1,375 < |\eta| < 3,2$. Dans cette partie le milieu absorbant utilisé est le plomb. Ces couches d'absorbant sont alternées avec des couches d'argon liquide au milieu desquelles se trouvent les électrodes en cuivre. L'ensemble est plié pour obtenir une structure en accordéon. Cette structure caractéristique du calorimètre d'ATLAS a été choisie pour avoir une bonne homogénéité en η et éviter les zones non-instrumentées. Elle est présentée sur la figure 4.12. Dans la partie centrale les couches d'absorbeur en plomb ont une épaisseur d'environ 1,5 mm et sont séparées de 2,1 mm. Les électrodes se trouvent entre deux couches d'absorbeur, dans l'argon liquide.

Le calorimètre est divisé dans la profondeur en trois sections ayant des segmentations différentes. La section du milieu, correspondant à la plus grande partie du calorimètre, présente une segmentation de $0,025 \times 0,025$ en $\Delta\eta \times \Delta\Phi$. Cette segmentation est un peu moins fine dans les premières et dernières sections longitudinales, et pour certaines zones en η . Dans la partie centrale,

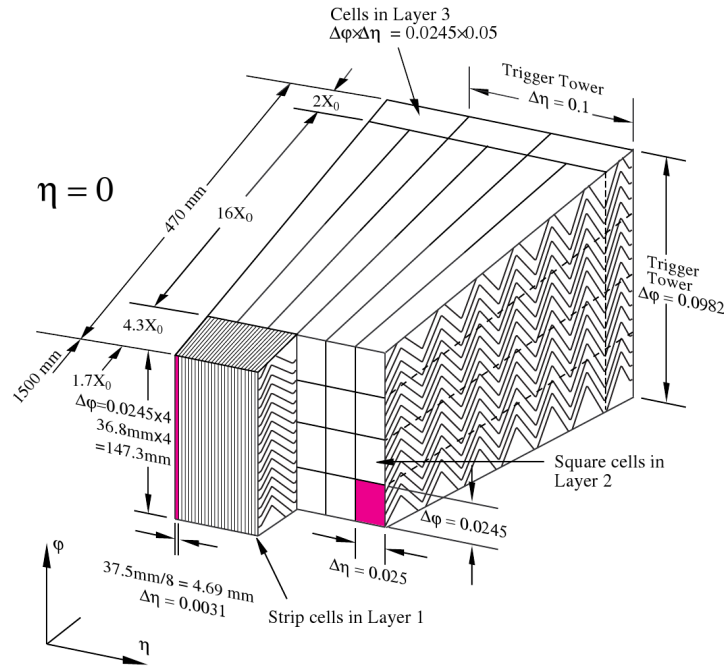


FIG. 4.12 – Schéma représentant la structure en accordéon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

le calorimètre électromagnétique présente une quantité de matière correspondant à $22 X_0$, tandis que dans les bouchons cette quantité est de $24 X_0$.

4.3.3. b Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est divisé en une partie centrale couvrant la zone $|\eta| < 1,0$, ainsi que de deux extensions (couvrant $0,8 < |\eta| < 1,7$) et de deux bouchons allant jusqu'à $|\eta| < 3,2$.

Dans la partie centrale et ses extensions, la partie active est constituée de tuiles scintillantes. L'absorbeur est en acier. Le fonctionnement du milieu actif est identique à celui des fibres scintillantes utilisées dans le détecteur interne à D0. Les tuiles sont constituées de polystyrène et de deux agents fluorescents. Les particules chargées passant dans le milieu vont interagir avec le polystyrène, et l'énergie déposée sera convertie en lumière visible par les agents fluorescents. Les tuiles font 3 mm d'épaisseur et sont reliées à chaque extrémité à des fibres optiques conduisant à des photomultiplicateurs. La segmentation de cette partie du détecteur est de $0,1 \times 0,1$ en $\Delta\eta \times \Delta\Phi$.

Une autre structure a été choisie dans les bouchons, qui sont beaucoup plus exposés aux radiations. Dans cette partie le milieu actif est de l'argon liquide et l'absorbeur est constitué de plaques de cuivres. Ces plaques font 25 ou 50 mm d'épaisseur selon la zone et sont séparées de 8,5 mm. Dans cet espace se trouve l'argon liquide, séparé en quatre régions par trois électrodes de cuivre. La segmentation est de $0,1 \times 0,1$ en $\Delta\eta \times \Delta\Phi$ dans la partie plus centrale, et $0,2 \times 0,2$ dans la partie plus avant.

4.3.3. c Le calorimètre avant

Le calorimètre avant couvre la zone telle que $3,1 < |\eta| < 4,9$. Il est divisé en trois parties : un module électromagnétique et deux modules hadroniques. Il est soumis à un flux intense de particules et a donc une structure assez particulière, constituée en grande partie de milieu absorbant (cuivre dans le module électromagnétique et tungstène dans les modules hadroniques),

	ATLAS		D0	
	e	π	e	π
C (en %)	0,2	3,0	3,7	5
S (en %)	10,1	60	16	76
N (en GeV)	0,2	0,5	0,3	0,9

TAB. 4.1 – Termes de précision sur la mesure de l'énergie des calorimètres d'ATLAS et D0 pour des électrons et des pions.

avec de très petites zones contenant l'argon liquide. Le calorimètre avant présente une quantité de matière correspondant à 10 longueurs de radiation.

4.3.3. d Résolution du calorimètre

La précision sur l'énergie mesurée par le calorimètre a été mesurée a ATLAS en utilisant des faisceaux tests d'électrons et de pions. En utilisant ce qui a été décrit dans la section 4.2.4. d, on peut écrire la précision sur l'énergie comme :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}, \quad (4.4)$$

avec C le terme constant, S le terme d'échantillonnage et N le terme de bruit. Dans la table 4.1, nous comparons la valeur des différentes composantes pour des électrons et des hadrons à D0 et ATLAS. Dans les deux cas, les valeurs sont données pour la partie centrale du calorimètre.

La précision sur l'énergie obtenue pour un électron de 15 GeV est de 2,9%, et de 1,5% à 50 GeV. Pour les jets, la précision est de 16% à 15 GeV et 9,1% à 50 GeV.

4.3.4 Le système à muons

Le système à muons est constitué du toroïde à air et de détecteurs capables de déclencher l'acquisition après détection d'un muon et d'opérer une mesure très précise en position. La mesure de précision et le déclenchement sont exécutés par deux systèmes distincts. La mesure de précision est faite par des chambres constituées de tubes à dérive (les MDT, *Monitored Drift Tubes*) dans la partie centrale et de chambres multi-fils (les CSC, *Cathode Strip Chambers*) dans la partie avant. Le déclenchement est opéré par les RPC et TGC (*Resistive Plate Chambers* et *Thin Gap Chambers*). La structure du système à muons est illustrée par la figure 4.13.

4.3.4. a Le toroïde

Le champ magnétique est produit par trois toroïdes : un dans la partie centrale, produisant un champ dans la zone $|\eta| < 1,4$, et deux dans les parties avant et arrière produisant un champ entre $1,6 < |\eta| < 2,7$. La zone entre 1,4 et 1,6 en η constitue une région de transition où le champ est produit à la fois par le toroïde central et par le toroïde avant. Chaque toroïde est composé de huit bobines supraconductrices dans lesquelles circule un courant de plus de 20 000 A. Le champ magnétique produit est compris entre 0,5 et 1 T. Les particules chargées sont courbées vers l'avant ou l'arrière en fonction de leur charge, le plan de courbure comprenant l'axe z.

4.3.4. b Chambres de précision

La mesure de précision est assurée par trois couches de chambres. Ces chambres sont disposées de manière cylindrique dans la partie centrale, et sont orthogonales à l'axe du faisceau dans les parties avant.

Les MDT sont des chambres constituées de 3 à 8 couches de tubes à dérive. Les tubes ont une paroi en aluminium et font environ 3 cm de diamètre. La paroi sert de cathode tandis que l'anode

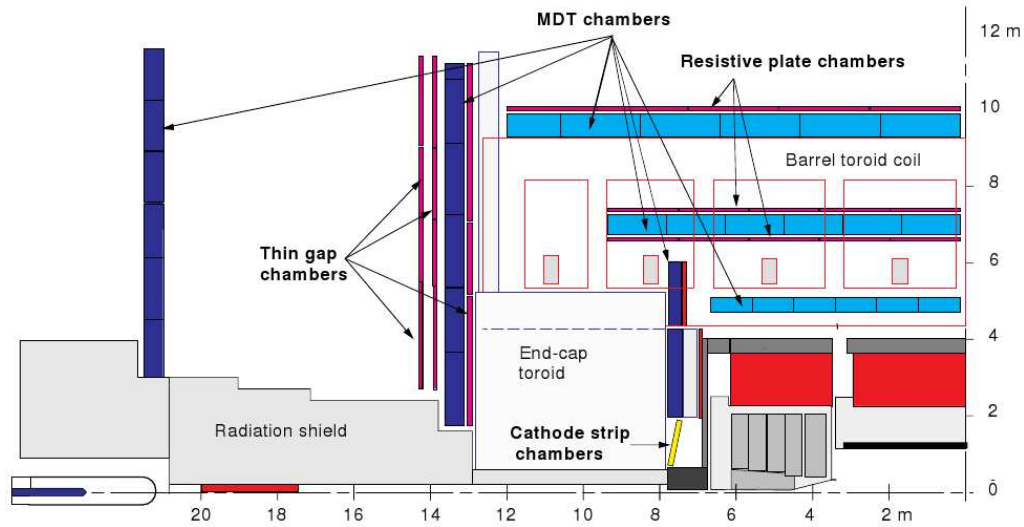


FIG. 4.13 – Schéma du système à muons dans le plan (y,z).

est un fil de tungstène-rhénium recouvert d'or. Le gaz est constitué d'un mélange d'argon et de dioxyde de carbone choisi pour limiter le vieillissement de l'anode. Les tubes sont alignés avec l'axe x (avec l'axe y pour les chambres des côtés), ce qui permet d'avoir la meilleure précision possible sur la coordonnée η du muon et donc sur son impulsion.

Dans la région telle que $2,0 < |\eta| < 2,7$ les MDT sont remplacés par les CSC qui résistent à un flux plus élevé de particules. Ce sont des chambres proportionnelles multi-fils qui sont au nombre de 16 dans chaque bouchon. Chaque chambre est composée de quatre couches, séparées de 5 mm, au milieu desquelles se trouvent les anodes. Les chambres sont orthogonales à l'axe z et constituent une roue dans chaque bouchon. Les fils sont ainsi disposés de manière radiale. Pour avoir une bonne précision à la fois sur η et ϕ , les cathodes sont segmentées dans deux directions (l'une parallèle aux fils, l'autre perpendiculaire).

4.3.4. c Système de déclenchement

Le système de déclenchement couvre la région $|\eta| < 2,4$. Il est constitué de deux types de chambres : les RPC dans la partie centrale (jusqu'à $|\eta| < 1,05$) et les TGC qui couvrent la partie plus à l'avant.

Les RPC sont des détecteurs à électrodes plates, constitués de deux plaques résistives séparées de 2 mm entre lesquelles se trouve un mélange de gaz. Ils constituent trois couches concentriques dans la partie centrale.

Les TGC sont des chambres multi-fils permettant de déclencher l'enregistrement des événements mais aussi d'affiner la mesure en position des MDT de la partie avant.

4.3.4. d Performance et alignement du système

La précision sur la position des coups doit être d'environ $35 \mu\text{m}$ pour atteindre une précision de 3% sur la mesure de l'impulsion transverse des muons (et 10% pour des muons de p_T de l'ordre du TeV). Pour atteindre ces objectifs, la position des différents éléments, et notamment des MDT et CSC doit être connues à $30 \mu\text{m}$ près. Or ils ont été installés avec une précision d'environ 5 mm par rapport à leur position nominale.

Pour atteindre les performances nominales, la position relative de chaque chambre MDT est contrôlée par rapport aux chambres voisines en utilisant des lignes optiques. La position absolue

peut ainsi être connue à quelques centaines de micromètres près.

4.3.5 La mesure de la luminosité

A D0 la luminosité était mesurée en comptant le nombre d'interactions inélastiques par croisement de faisceaux et en connaissant $\sigma_{p\bar{p}}$, la section efficace inélastique $p\bar{p}$ (voir section 4.2.6). La section efficace σ_{pp} n'est pas connue à l'énergie de fonctionnement du LHC, et ne peut être extrapolée de manière assez précise (comme cela a été fait au Tevatron). Une autre méthode a donc été choisie pour la mesure de la luminosité. On peut écrire la luminosité comme :

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r n_1 n_2}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y}, \quad (4.5)$$

où :

- n_b est le nombre de paquets qui se croisent ;
- f_r est la fréquence de rotation ;
- n_1 et n_2 sont le nombre de protons dans les paquets ;
- Σ_x et Σ_y caractérisent les profils horizontaux et verticaux des faisceaux.

Des balayages de van der Meer sont utilisés afin de déterminer Σ_x et Σ_y . Ils consistent à faire varier la position de chacun des faisceaux selon x et y et à mesurer le nombre d'événements enregistrés par les détecteurs de luminosité. Les autres paramètres sont des paramètres connus de la machine. Le détecteur de luminosité d'ATLAS est un détecteur Tcherenkov (LUCID, *Luminosity measurement using Cerenkov integrating detector*) constitué de deux parties situées à 17 m de part et d'autre du point d'interaction. Il comprend vingt tubes d'aluminium alignés avec l'axe du faisceau, qui contiennent un gaz sous pression (du C_4F_{10}). La précision obtenue sur la mesure de la luminosité en 2011 est de 3,9%.

4.3.6 Le système de déclenchement

Le principe et la structure du système de déclenchement de l'acquisition sont les mêmes qu'à D0. Le système est divisé en trois niveaux : niveaux 1 et 2 et le filtre d'événements (EF, *Event Filter*). En fonctionnement nominal le taux d'interaction sera de 1 GHz, et celui-ci doit être réduit pour atteindre 200 Hz.

La décision du niveau 1 doit être prise en $3,5 \mu s$, et la décision n'est prise qu'en utilisant une petite partie des informations recueillies dans le détecteur. Le calorimètre et le système à muons sont utilisés à ce niveau. Dans le calorimètre, les tours de grande granularité sont utilisées pour repérer des régions d'intérêts avec d'importants dépôts en énergie. Dans le système à muons, seuls les RPC et TGC sont utilisés à ce niveau. Le taux d'événements en sortie du niveau 1 est de 75 kHz.

Le niveau 2 utilise tous les sous-détecteurs (et notamment le détecteur interne qui n'est pas utilisé au niveau 1). Les informations du détecteur de vertex et du SCT sont lues dans les régions d'intérêt identifiées par le niveau 1. Dans le calorimètre, toutes les sections sont utilisées, mais toujours dans ces régions d'intérêt. Le système à muons prend également en compte les informations des MDT pour reconstruire des traces. Les décisions sont prises en 40 ms et permettent de réduire le taux à 3,5 kHz.

Enfin, le filtre d'événements est basé sur des algorithmes de reconstruction hors-ligne. Il utilise toute l'information de l'événement et prend en compte certaines calibrations. Le temps de prise de décision est de 4 s.

Bibliographie

- [1] Fermilab Beams Division, *Run II Handbook* (1998)
- [2] Accelerator Division, *Tevatron Summary Tables and Plots*, <http://www-bd.fnal.gov/pplot/index.html>
- [3] Accelerator Division, *Accelerator Update Archive*, http://www.fnal.gov/pub/news04/update_archive/index.htm (2004)
- [4] Accelerator Division, *Fermilab's Chain of Accelerators*, <http://www-bd.fnal.gov/public/chain.html>
- [5] C. Gattuso *et al.*, *Accelerator Concepts v3.6* (2010)
- [6] L. Evans et P. Bryant, *LHC machine*, JINST 3 S08001 (2008)
- [7] J. Wenninger, *LHC : status et perspectives*, présentation au Workshop de Physique Atlas France (Octobre 2011)
- [8] La Collaboration D0, *The Upgraded D0 Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A 565 (2006)
- [9] La Collaboration D0, *The D0 Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A 338 (1994)
- [10] R. Angstadt *et al.*, *The Layer 0 Inner Silicon Detector of the D0 Experiment* (2009) [arXiv:0911.2522v1]
- [11] B. Quinn pour la Collaboration D0, *Upgrade of the D0 Detector : The Tevatron Beyond 2 fb⁻¹*, Int. J. Mod. Phys. A20 (2005)
- [12] M. Arthaud *et al.*, *Muon Momentum Oversmearing for p20 Data*, D0 Note 5449 (2007)
- [13] C.W. Fabjan, R. Wigmans, *Energy Measurement Of Elementary Particles*, Rept. Prog. Phys. 52 (1989)
- [14] J. Zhu, *Determination of Electron Energy Scale and Energy Resolution using p14 Z⁰ → e⁺e⁻ data*, D0 Note 4323 (2004)
- [15] M. Voutilainen, *Jet p_T resolution for Run IIa final JES (v7.2) with dijet J4S jet corrections*, D0 Note 5499 (2007)
- [16] La Collaboration D0, *The Muon System of the Run II D0 Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A 552 (2005)
- [17] B. Casey *et al.*, *The D0 Run 2b Luminosity Constant*, D0 Note 5945 (2009)
- [18] H. Schellman *et al.*, *User Interface to Find the Luminosity Blocks Corresponding to Data Files*, D0 Note 3937 (2002)
- [19] La Collaboration ATLAS, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 S08003 (2008)
- [20] ATLAS : Detector and physics performance technical design report. CERN-LHCC-99-14, ATLAS-TDR-14 (1999)

Troisième partie

Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top à D0

5

Reconstruction et identification des objets détectés - Correction des simulations dans D0

Ah je sais, je vais être malin.

Matthieu M., bureau 10F

Le but de la reconstruction est d'interpréter les signaux fournis par le détecteur en terme de dépôts d'énergie provenant du passage de particules. On cherche à identifier les différents types de particules, à déterminer leur trajectoire, leur énergie et leur impulsion.

Dans une première partie nous décrirons brièvement les chaînes de simulation et de reconstruction. Nous nous intéresserons ensuite à la reconstruction des objets, en particulier les traces et les vertex, puis à l'identification des objets physiques : jets, électrons, muons et neutrinos (énergie transverse manquante). Dans une dernière partie, nous évoquerons les différentes corrections appliquées aux événements simulés pour qu'ils modélisent le mieux possible les données.

5.1 Chaîne de reconstruction

Les générateurs Monte-Carlo les plus souvent utilisés à D0 sont ALPGEN [1] et PYTHIA. Les processus sont simulés à l'aide d'éléments de matrices à l'ordre des arbres. PYTHIA est utilisé seul, ou en combinaison avec ALPGEN. Dans ce cas, PYTHIA est utilisé pour simuler les radiations de l'état initial ou final et l'hadronisation des partons. En sortie des générateurs, on obtient pour chaque événement une liste de quadrivecteurs correspondant à toutes les particules créées.

Pour simuler la réponse du détecteur au passage de ces particules, le programme GEANT est utilisé [2]. Il a été adapté au détecteur D0 et permet de simuler les interactions particules-matière. La chaîne d'acquisition est également simulée pour mettre ces données dans un format identique à celui des données réellement enregistrées par le détecteur.

Les données réelles et simulées passent par un programme de reconstruction qui opère en plusieurs étapes. Pour chaque sous-détecteur, des algorithmes décodent les données brutes, les associent aux éléments du détecteur et leur appliquent l'étalonnage nécessaire.

5.2 Reconstruction des objets

La reconstruction des traces commence par le rassemblement des coups dans le SMT et le CFT. Il faut ensuite associer les coups de plusieurs couches pour créer des traces. Ceci est fait en parallèle par deux algorithmes indépendants que nous présenterons rapidement. Un dernier algorithme permet de choisir les candidats trouvés par les deux algorithmes précédents.

5.2.1 Reconstruction des traces

5.2.1. a Le regroupement des coups dans le SMT et le CFT

Comme nous l'avons déjà précisé dans la section 4.2.1, le SMT est le sous-détecteur le plus proche de la zone d'interaction. Le but de cette étape de reconstruction est d'associer les signaux détectés par des modules de silicium adjacents provenant du passage d'une même particule. Il faut préalablement retirer le bruit de fond au signal enregistré. Lorsque le signal d'un canal de lecture dépasse un seuil fixé, on essaie de l'associer aux signaux provenant des canaux adjacents. Un coup est formé par l'ensemble des signaux de canaux adjacents, et sa position est définie comme étant la position des signaux moyennée par leur intensité [3, 4].

La procédure est la même dans le CFT [5]. Celui-ci est constitué de 32 couches de fibres associées en doublets. Les coups sont créés en considérant une ou deux fibres touchées au sein d'un doublet.

5.2.1. b Reconstruction des traces

Une fois la position des coups déterminée dans le SMT et le CFT, deux algorithmes de reconnaissance de forme sont utilisés en parallèle pour déterminer la trajectoire des particules ayant créé ces coups [6].

L'algorithme AA construit d'abord toutes les trajectoires possibles à partir des coups enregistrés, puis sélectionne les trajectoires les plus vraisemblables. Les trajectoires candidates sont triées en fonction du nombre de coups et de leur χ^2 . Elles sont conservées si le nombre de coups communs avec des trajectoires existantes est inférieur à la limite fixée.

L'algorithme HTF (*Histogramming Track Finding*) [7] cherche les trajectoires possibles pour chaque coup dans le SMT en transformant ces trajectoires courbes dans le plan (x,y) transverse aux faisceaux en droites dans le plan (ρ, ϕ), ρ étant la courbure de la trajectoire due au champ magnétique et ϕ l'angle de la trajectoire au point d'interaction. L'intersection des droites pour des coups appartenant à une même trajectoire donne les paramètres de cette dernière. Les traces trouvées de cette manière sont ensuite prolongées jusqu'au CFT, et la suite du processus est la même que pour l'algorithme AA.

Ces deux algorithmes ont des performances différentes selon la luminosité, et l'impulsion transverse des traces. Ils sont complémentaires, et les listes des traces trouvées par les deux algorithmes sont fusionnées, tout en prenant garde à ne pas garder deux fois la même trace. Un dernier algorithme appelé filtre de Kalman [8], permet de sélectionner les trajectoires finales. L'algorithme de Kalman part des trajectoires candidates obtenues par les algorithmes précédents et permet d'affiner leur sélection.

5.2.2 Reconstruction du vertex primaire

Il peut y avoir plusieurs interactions par croisement de faisceaux (en particulier à haute luminosité), et des traces provenant d'interactions de biais minium peuvent être superposées à des traces provenant d'interactions dures. Le but est de reconstruire et sélectionner les vertex provenant d'interactions dures. Il faut également distinguer le vertex provenant de l'interaction partonique (le vertex primaire) des vertex provenant de la désintégration de particules produites au vertex primaire (vertex secondaires). La reconstruction de ces derniers sera décrite dans le paragraphe sur l'identification des jets issus de quarks b (section 5.2.3. e).

L'algorithme de reconstruction du vertex primaire d'une interaction procède en plusieurs étapes [9].

- Les traces prenant part à la reconstruction sont sélectionnées ($p_T > 500$ MeV et au moins deux coups dans le SMT), et regroupées par « tranches » en z de 2cm.
- Dans chaque tranche en z , un algorithme de Kalman est utilisé pour prolonger les traces et obtenir une liste de vertex candidats.

- Un deuxième algorithme est utilisé pour affiner la reconstruction des vertex en attribuant un poids à chaque trace en fonction de leur contribution en χ^2 à la position du vertex obtenu.
- Le vertex ayant la probabilité la plus faible d'être de biais minimum est considéré comme étant le vertex primaire. Cette probabilité est calculée à partir du p_T des traces proches du vertex.

5.2.3 Reconstruction des jets et étalonnage de l'énergie

Les jets sont formés de particules ayant pour origine des quarks ou des gluons créés lors d'interactions dures. Ceux-ci se recombinent ou se fragmentent à cause du confinement de couleur, et leur passage à travers la matière dense du détecteur provoque la formation de gerbes. Le but de la reconstruction des jets est de retrouver toutes les particules issues de la désintégration du parton initial. On cherche ensuite à rattacher l'énergie du jet mesurée à l'énergie de l'ensemble des particules stables créées par la recombinaison de couleur, avant interaction avec le détecteur (voir figure 5.1).

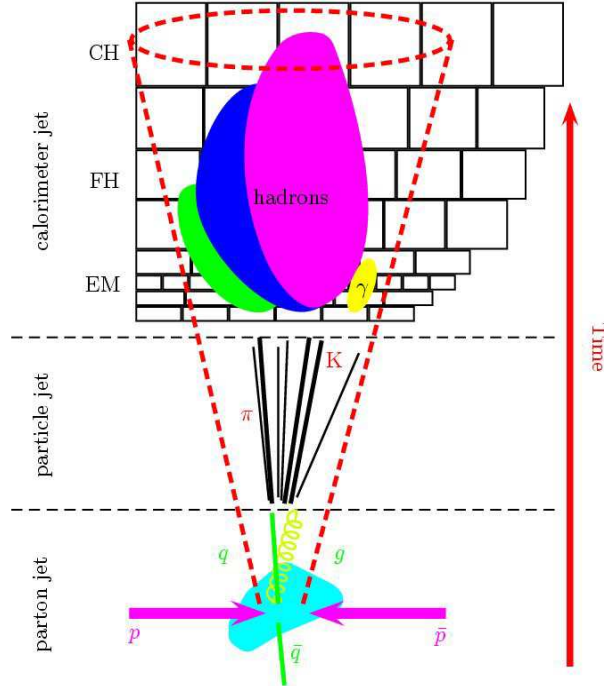


FIG. 5.1 – Schéma montrant l'évolution de l'interaction dure à la formation du jet dans le calorimètre

5.2.3. a Reconstruction

L'algorithme de base de reconstruction des jets est un algorithme de cône. Il a pour but de rassembler au sein d'un même objet toutes les particules détectées dans une zone d'ouverture angulaire constante et ayant pour origine le point d'interaction. L'ouverture angulaire entre deux objets séparés de $\Delta\eta$ et $\Delta\Phi$ est définie comme étant : $R_c = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2}$.

Pour construire une liste de jets candidats appelés protojets, on passe par deux étapes : un algorithme de cône simple puis l'algorithme de cône du Run II.

L'algorithme de cône simple L'algorithme de cône simple prend en entrée une liste des tours ayant dépassé un seuil d'énergie et produit une liste de pré-amas qui sera utilisée par l'algorithme de cône du Run II.

On définit le quadrivecteur d'une cellule comme :

$$P_{cell} = (E_{cell}, E_{cell} \vec{u}_{cell}),$$

où \vec{u}_{cell} est le vecteur unitaire ayant pour origine le vertex primaire et pointant vers le centre géométrique de la cellule. Les quadrivecteurs des cellules d'une même tour sont ensuite additionnés.

Les tours sont classées par p_T décroissant. La première tour I de la liste est considérée et on considère une à une toutes les tours restantes J. Si $\Delta R(I, J) < 0,3$ (la valeur du rayon de cône simple) et $p_T^J > 1$ MeV, I et J sont assemblées en un pré-amas et J est retirée de la liste.

Lorsqu'il ne reste plus de tours dans la liste telles que $p_T^I > 500$ MeV, l'algorithme s'arrête. Les pré-amas d'impulsion transverse inférieure à 1 GeV sont enlevés de la liste.

L'algorithme de cône du Run II L'algorithme de cône du Run II prend en entrée la liste des pré-amas formés par l'algorithme de cône simple ainsi que la liste des tours I. Les pré-amas sont classés par p_T décroissants. On considère le premier pré-amas P de la liste. Si la distance angulaire minimale le séparant de protojets candidats existants est inférieure à $R_c/2$, alors le pré-amas est éliminé. Sinon il est utilisé comme point de départ d'un candidat protojet PC. Ce protojet et les tours de la liste situées à une distance angulaire inférieure à R_c (fixée à 0,5) sont rassemblés en un nouveau protojet PC'. Le processus est réitéré avec le nouveau protojet, à moins qu'il ne satisfasse une des conditions suivantes :

1. si l'énergie du protojet est inférieure à une limite fixée à 3 GeV le candidat est éliminé (ceci pour garder uniquement les jets ayant un intérêt pour les analyses de physique) ;
2. si la direction du protojet est stable ou si le nombre d'itérations est supérieur à une limite fixée, le protojet candidat est conservé.

Si le candidat protojet n'est pas déjà présent dans la liste finale des protojets, il y est ajouté.

Pour réduire la sensibilité aux radiations, des protojets sont également recherchés entre les candidats protojets trouvés, et une nouvelle liste de candidats protojets est créée.

La dernière étape est le recoupement des deux listes afin que d'éliminer les doublons. Les listes sont rassemblées, et les candidats triés par p_T décroissants. Si un candidat a un élément en commun avec un autre protojet de la liste, l'énergie des tours communes aux deux candidats est calculée. Si elle dépasse 50% de l'énergie du protojet voisin les deux candidats sont associés et le protojet voisin est éliminé. Si la fraction est inférieure à 50%, les deux protojets sont séparés, et les éléments communs sont associés au protojet le plus proche. La liste obtenue est la liste définitive des objets utilisés dans les analyses physiques.

5.2.3. b Identification des jets

Une fois reconstruits, les jets doivent être distingués des autres objets calorimétriques (électrons, photons, taus) et du bruit éventuel. Nous avons vu dans la section 4.2.4 que le calorimètre est composé d'une partie électromagnétique, d'une partie hadronique fine et d'une partie hadronique grossière.

Les fractions d'énergies déposées dans chaque partie permettent de distinguer les différents types d'objets. Pour les jets, la plus grande partie de l'énergie doit être laissée dans la partie hadronique. Toutefois, on place une limite haute sur la fraction déposée dans la partie grossière (CHF, *Coarse Hadronic Fraction*) afin d'éliminer les jets dominés par le bruit de fond, typiques de cette partie du calorimètre. Les jets satisfaisant à cette limite et étant identifiés avec des objets reconstruits au premier niveau du système de déclenchement sont dits de « bonne » qualité.

Une définition plus stricte peut également être utilisée : afin d'éliminer une partie des jets provenant d'interactions de biais minimal, on exige que les jets comprennent au moins deux traces pointant vers le vertex primaire. Ces jets sont appelés jets avec confirmation de vertex (VCJ, *Vertex Confirmed Jets*).

5.2.3. c Étalonnage de l'énergie (JES, *Jet Energy Scale*)

A partir de l'énergie mesurée d'un jet, on essaie de remonter à l'énergie de la particule à son origine. Pour cela, différentes corrections sont appliquées successivement. Ces corrections sont calculées séparément pour les données et les simulations. L'énergie de la particule à l'origine d'un jet E_{jet} est liée à l'énergie mesurée E_{jet}^{mes} par la formule :

$$E_{jet}^{ptcl} = \frac{E_{jet}^{mes} - E_O}{R_{jet} \cdot S_{jet}} \quad (5.1)$$

où :

- E_O prend en compte les contributions du bruit de fond, d'interactions multiples lors du croisement de faisceaux, et du phénomène d'empilement (signal résiduel provenant d'interactions ayant lieu lors de croisements précédents);
- R_{jet} est la réponse du calorimètre au jet, inférieure à un à cause des pertes d'énergie dans les matériaux situés en amont du calorimètre et des régions non instrumentées.
- S_{jet} est le terme de correction de gerbe, prenant en compte la fraction d'énergie déposée en dehors du cône du jet et inversement, l'énergie déposée dans le cône par des particules n'appartenant pas au jet.

Le terme E_O Il prend en compte l'énergie mesurée dans le cône du jet ne provenant pas de l'interaction primaire : bruit de fond (provenant de l'électronique ou des désintégrations de l'uranium), interactions multiples ou phénomène d'empilement. Il est dépendant du rayon du cône du jet R_c , de la pseudorapidité du jet η_{jet}^{det} , du nombre de vertex primaires reconstruits n_{PV} et de la luminosité instantanée L_{inst} . Cette correction est évaluée grâce aux événements de biais minimum et de biais nul.

Les incertitudes statistiques sur l'énergie de compensation sont très faibles, et les erreurs systématiques provenant de la paramétrisation en η , n_{PV} et L_{inst} des résultats sont négligeables. L'incertitude totale est de l'ordre de 1% à bas p_T , et inférieure pour des p_T de plus de 100 GeV.

Correction de réponse du calorimètre (terme R_{jet}) C'est la correction la plus importante puisqu'elle prend en compte plusieurs phénomènes notables qui perturbent la mesure en énergie des jets. Les particules créées lors de l'interaction primaire traversent plusieurs couches de matériaux avant d'atteindre le calorimètre, et y laissent de l'énergie. De plus, certaines particules de faible impulsion ont des trajectoires très courbées par le champ magnétique et n'atteignent pas le calorimètre. Entre le Run I et le Run II, le nombre de paquets par faisceau a augmenté et la durée entre deux croisements a donc diminué. Ceci fait que le calorimètre n'est plus compensé, c'est-à-dire que la réponse pour les particules électromagnétiques (e^\pm , γ) et les hadrons ne sont pas identiques. Enfin, certaines régions du calorimètre sont mal instrumentées, et ne permettent pas de faire une mesure précise d'énergie. Ces phénomènes étant difficilement modélisables dans les événements Monte-Carlo, les corrections pour les données et les simulations sont différentes et doivent être estimées séparément.

La méthode utilisée consiste à équilibrer dans le plan transverse les impulsions de deux objets émis dos-à-dos (méthode MPF, *Missing E_T Projection Fraction*). Les événements considérés comprennent un jet (« objet de test ») et un autre objet (photon ou jet) appelé « objet de contrôle ». Pour mesurer la réponse absolue, des événements photon+jet sont utilisés, le jet étant dans la partie centrale du détecteur. En mesurant la direction du jet et l'impulsion transverse du photon,

on estime l'énergie de la particule ayant créé le jet, et on la compare à l'énergie mesurée pour en déduire la correction. On considère pour cela que le calorimètre électromagnétique est étalonné et que sa réponse absolue est de 1.

La réponse absolue pour les données et un cône de $R_c = 0,5$ en fonction de l'énergie est présentée sur la figure 5.2. Ce terme de correction varie entre 0,7 et 0,85 en fonction de l'énergie du jet, et on cherche à prendre en compte cette dépendance.

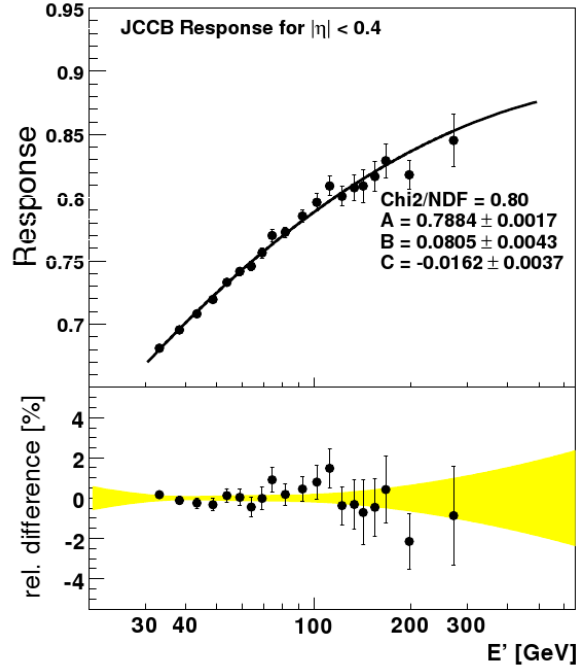


FIG. 5.2 – Réponse absolue du calorimètre pour un cône de $R_c = 0,5$ pour les données en fonction de l'estimateur de l'énergie $E' = p_{T_\gamma}^{mes} \cdot \cosh(\eta_{jet})$.

Les incertitudes sur cette réponse absolue pour les événements Monte-Carlo sont des incertitudes statistiques sur la modélisation de la dépendance en énergie. Il faut également prendre en compte ce type d'incertitudes dans les données. Les autres incertitudes pour les données proviennent de la mesure en énergie du photon, de la correction apportée pour prendre en compte la contamination de l'échantillon par des événements dijets et de l'extrapolation effectuée à hautes énergies.

La réponse du calorimètre est plutôt uniforme dans le calorimètre central, mais elle est significativement plus faible dans les parties avant et arrière. La méthode MPF appliquée à des événements photon+jet et dijets permet d'estimer le terme de correction relative nécessaire à la prise en compte de ce phénomène. Dans ces échantillons, l'objet de contrôle est dans la partie centrale du détecteur tandis que l'objet de test peut être n'importe où. Les événements photon+jet permettent une détermination directe de cette correction, tandis que les événements dijets permettent d'augmenter la statistique pour affiner les intervalles en η_{jet}^{det} , et augmentent également le domaine en énergie. Les deux réponses sont ensuite associées à l'aide d'un facteur dépendant de η_{jet}^{det} et déterminé par un ajustement de la réponse dans les événements Monte-Carlo.

Correction de gerbe S Le terme de correction de gerbe S a pour but de compenser le fait que le cône du jet ne contient pas toutes les particules de la gerbe, ou au contraire comprend des dépôts d'énergie provenant d'autres gerbes [10]. Ce terme ne cherche pas à prendre en compte les effets physiques de radiation à grand angle, mais plutôt les effets provenant du détecteur

(étendue des gerbes dans le calorimètre ou courbure des particules dans le champ magnétique). La correction est évaluée séparément dans les données et les événements Monte-Carlo en utilisant comme précédemment des événements photon + jet, ayant un seul vertex reconstruit. La méthode nécessite de connaître la densité d'énergie dans le jet en fonction de la distance par rapport au centre du cône calculée dans l'espace (η, ϕ) .

Pour calculer cette correction, il faut estimer les contributions provenant des particules du jet et des autres séparément. Ceci étant connu dans les Monte-Carlo, on modélise dans ces événements les profils qui seront ajustés au profil total en énergie dans les événements photon+jet des données similaires aux Monte-Carlo. La correction S_{jet} est ainsi estimée dans les Monte-Carlo et les données en fonction de E' et η_{jet}^{det} (voir figure 5.3). Le terme correctif est compris entre 0,95 et 1 pour la partie centrale, mais peut descendre jusqu'à 0,85 pour la partie avant du détecteur.

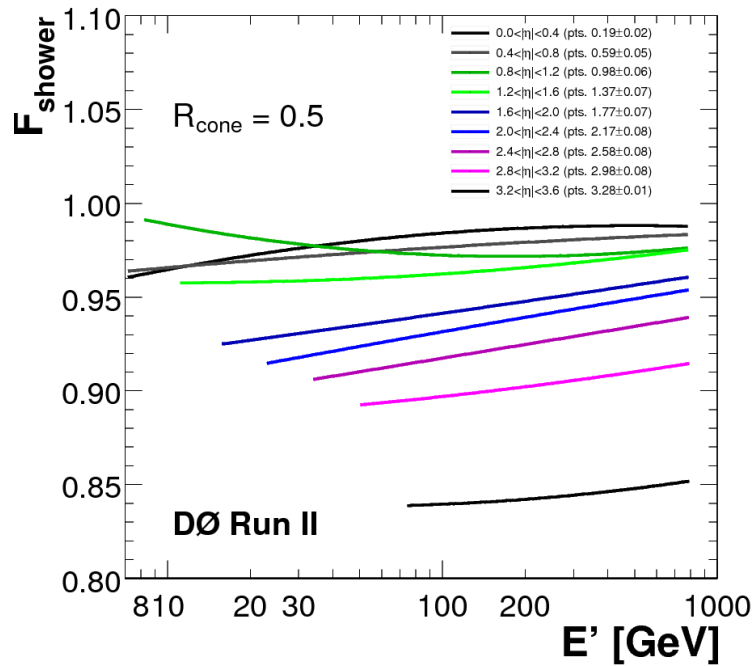


FIG. 5.3 – Terme de correction S en fonction de l'énergie estimée du jet $E' = p_{T\gamma}^{mes} \cdot \cosh(\eta_{jet})$.

Les incertitudes sur cette estimation sont seulement d'ordre statistique pour les Monte-Carlo. Dans le cas des données, plusieurs effets systématiques sont à prendre en compte et notamment la contamination de l'échantillon de données par des événements dijets et l'exactitude des simulations sur lesquelles se base la méthode.

Conclusion Pour vérifier que la correction totale obtenue est satisfaisante, on compare dans les événements Monte-Carlo l'énergie des particules à l'origine des jets avec l'énergie mesurée et corrigée. L'énergie des jets dans les données et les simulations sont ensuite comparées et l'accord obtenu est satisfaisant. La procédure de correction de l'énergie des jets est donc validée. La figure 5.4 montre la correction totale apportée ainsi que les incertitudes pour des événements photon+jet centraux en fonction de l'énergie non corrigée du jet. L'incertitude totale est de 1 à 2% dans la partie centrale pour des jets de p_T supérieur à 10 GeV. Le facteur correctif diminue avec le p_T des jets et passe de 1,7 à petit p_T à 1,3 autour de 100 GeV.

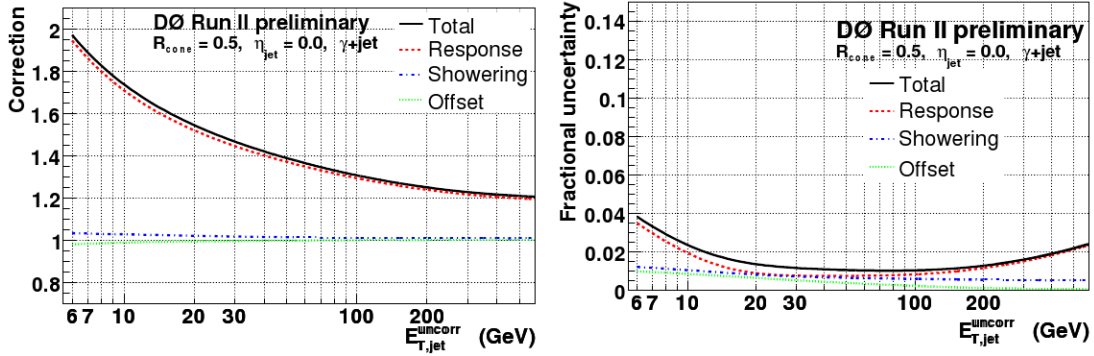


FIG. 5.4 – Correction de l'échelle d'énergie des jets (à gauche) et incertitude totale (à droite) pour des événements centraux photon+jet en fonction de l'énergie mesurée.

5.2.3. d Corrections supplémentaires apportées aux jets simulés : procédure JSSR

Nous venons d'expliquer la procédure de correction de l'énergie des jets dans les données et les simulations. L'accord obtenu après cette correction est satisfaisant dans les échantillons utilisés pour établir la correction, mais dans d'autres échantillons il reste des différences que l'on cherche à réduire. Pour cela, des corrections supplémentaires sont appliquées aux jets simulés [11, 12].

- Des différences d'énergie de quelques pourcents subsistent : les jets sont légèrement plus énergiques dans les simulations et ce biais peut être corrigé (*Shifting*).
- La résolution de l'énergie est meilleure dans les simulations et on doit la dégrader pour obtenir un meilleur accord avec les données (*Smearing*).
- Les efficacités de reconstruction et d'identification des jets sont plus élevées dans les événements Monte-Carlo. Le problème étant particulièrement présent à petit p_T , il peut être évité en utilisant uniquement des jets de p_T supérieur à 15 GeV (*Removing*).

Les corrections de l'énergie et de la résolution de l'énergie sont obtenues en utilisant des événements photon+jet et $Z \rightarrow ee$ +jet. Dans ces événements, on estime l'équilibre entre le p_T du jet et du photon (ou du Z) avec la variable :

$$\Delta S = \frac{p_T^{\text{jet}} - p_T^{\gamma/Z}}{p_T^{\gamma/Z}}.$$

On compare ensuite l'équilibre obtenu dans les données et les événements Monte-Carlo dans différents intervalles en énergie et en η pour calculer les corrections. La figure 5.5a montre le terme de correction de l'étalonnage en énergie, et la figure 5.5b montre la différence des résolutions.

Les incertitudes principales sur cette procédure sont des incertitudes statistiques provenant de la taille de l'échantillon d'événements Z+jets, et des modélisations des distributions permettant de définir les corrections. Les erreurs systématiques viennent du fait que la composition des jets utilisés pour estimer les corrections peut jouer sur les réponses en énergie. L'incertitude liée à cette correction est d'environ 2% pour des jets centraux.

5.2.3. e Identification des jets de b

L'identification des jets provenant de hadrons b est fondée sur un outil d'analyse multivariée appelé réseau de neurones. Les réseaux de neurones sont des modèles de calcul très schématiquement inspirés des processus synaptiques dans le cerveau. En physique des particules, ils sont utilisés pour identifier un signal au sein d'un ou de plusieurs bruits de fond en utilisant des variables caractéristiques et leurs corrélations. Pour chaque jet, le réseau de neurones donnera en fonction des variables du jet une réponse liée à la probabilité qu'il provienne d'un quark b . Le

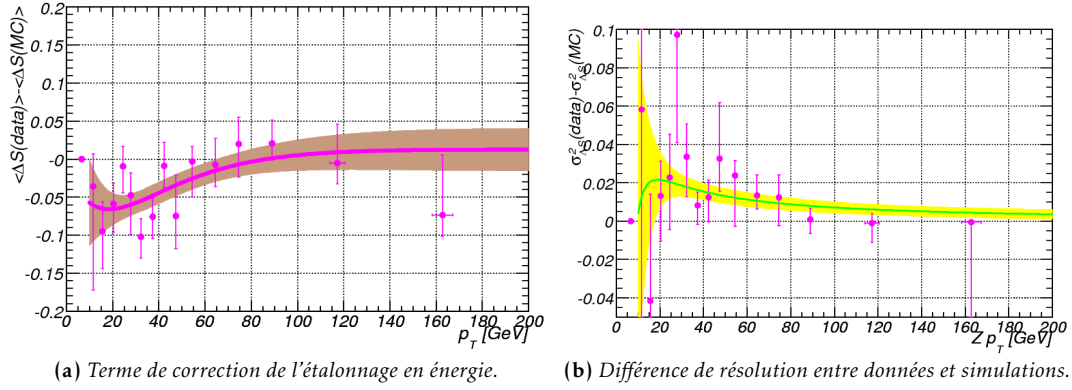


FIG. 5.5 – Corrections pour des jets centraux en fonction de p_T^Z . Les bandes de couleur correspondent aux erreurs statistiques.

réseau de neurones utilisé pour identifier les jets de b utilise des variables issues des algorithmes d'identification de jets de b : SVT, JLIP et CSIP.

Identification de vertex secondaires (SVT, Secondary Vertex Tagger) Lorsqu'un quark b est produit, il s'hadronise et parcourt des distances de quelques millimètres. Sa désintégration produit un jet laissant des traces dans le détecteur central et un dépôt d'énergie dans le calorimètre. L'algorithme d'identification de vertex secondaires est un algorithme de Kalman [13]. Il utilise les traces associées au jet et essaie de déterminer si elles proviennent d'un vertex secondaire. Pour pouvoir appliquer l'algorithme à un jet, celui-ci doit nécessairement être associé à un ensemble de traces (« jet de traces »). On dit alors que le jet est « identifiable » comme jet de b .

JLIP L'algorithme JLIP (*Jet Lifetime Probability Tagger*) associe à chaque jet une variable \mathcal{P}_{JLIP} dite « probabilité de durée de vie du jet ». Celle-ci combine les paramètres d'impact de toutes les traces associées au jet [14]. \mathcal{P}_{JLIP} peut être interprétée comme le niveau de confiance pour que toutes les traces du jet aient pour origine le point d'interaction considéré.

CSIP L'algorithme CSIP (*Counting Signed Impact Parameter*) permet d'estimer si un jet provient ou non d'un vertex secondaire, mais sans chercher à reconstruire celui-ci. Il calcule la significativité du paramètre d'impact S_d des traces situées dans un cône de 0,5 autour de l'axe du jet et qui satisfont à des critères sur leur p_T ou leur distance de moindre approche du vertex primaire.

Les variables d'entrée du réseau de neurones utilisé pour l'identification des jets de b sont :

- \mathcal{S}_{xy} : la significativité de la distance de désintégration du deuxième vertex par rapport au premier vertex (variable venant de l'algorithme SVT) ;
- χ_{ddl}^2 : le χ^2 par degré de liberté du vertex secondaire reconstruit (SVT) ;
- N_{trk} : le nombre de traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire (SVT) ;
- m_{vtx} : la masse invariante des traces associées au vertex secondaire (en considérant que toutes les particules sont des pions) (SVT) ;
- N_{vtx} : le nombre de vertex secondaires reconstruits dans le jet (SVT) ;
- $\Delta\mathcal{R}$: la distance en (η, ϕ) entre l'axe du jet reconstruit dans le calorimètre et l'axe entre les vertex secondaire et primaire (SVT) ;
- \mathcal{P}_{JLIP} : la probabilité de durée de vie du jet (calculée par l'algorithme JLIP) ;
- $\mathcal{P}_{RedJLIP}$: \mathcal{P}_{JLIP} recalculée en retirant la trace de plus grande significativité (JLIP) ;
- \mathcal{N}_{CSIP} : variable composite de l'algorithme CSIP basée sur le nombre de traces ayant une significativité supérieure à une valeur optimisée.

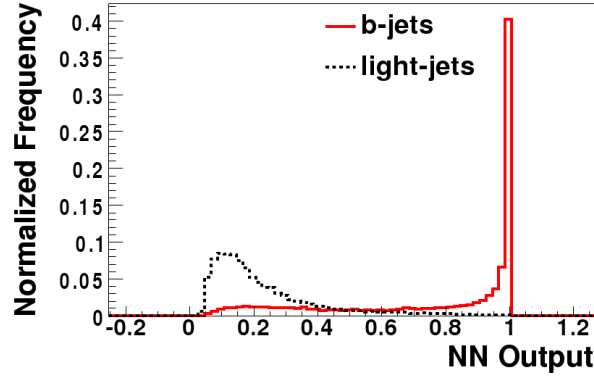


FIG. 5.6 – Sortie du réseau de neurones pour deux échantillons simulés de QCD : l'un contenant des quarks b (rouge) et l'autre des quarks légers (noir). Les deux distributions sont normalisées à un.

Plusieurs vertex secondaires peuvent être reconstruits dans un événement. On utilise S_{xy} , la variable la plus discriminante pour sélectionner le meilleur candidat. Les variables de ce vertex seront utilisées en entrée du réseau de neurones. Si aucun vertex secondaire n'est trouvé, ces variables prennent des valeurs par défaut.

Le réseau de neurones a été entraîné sur des événements Monte-Carlo $b\bar{b}$ et des événements contenant des quarks légers. Toutefois, les efficacités d'identification étant différentes dans les données et les simulations, elles doivent être évaluées séparément. Dans les simulations, l'efficacité a été évaluée dans des événements $Z \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}, q\bar{q}, t\bar{t}$ ainsi que dans des événements multijets. Dans les données, un échantillon enrichi en quarks b a été sélectionné, et la méthode appelée *Système 8* est utilisée pour calculer l'efficacité d'identification des b . Elle consiste à résoudre un système de huit équations liant les efficacités de sélections des jets de quarks b et des jets de quarks c et légers aux nombres d'événements obtenus. Les efficacités ainsi obtenues sont paramétrées en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité des jets. Une paramétrisation complète n'étant pas possible faute de statistique, les dépendances en η et p_T sont considérées comme factorisables.

Le réseau de neurones fournit pour chaque jet une réponse entre zéro et un correspondant à la probabilité que celui-ci provienne d'un quark lourd, les jets provenant de quarks b ayant des réponses majoritairement proches de un. A titre d'exemple, la figure 5.6 montre la sortie du réseau de neurones pour deux échantillons d'événements simulés de QCD, l'un contenant des quarks lourds et l'autre des quarks légers. Ces réponses sont ensuite réparties en douze points de fonctionnement, allant de « très lâche » à « très strict ». Pour chacun de ces points de fonctionnement, des corrections sont appliquées aux simulations pour prendre en compte les différences d'efficacité d'identification entre données et simulations.

La figure 5.7 montre les efficacités d'identification des jets de quarks b obtenues dans les simulations et les données pour deux points de fonctionnement : « standard » et « strict ». On remarque que les efficacités augmentent avec le p_T , et atteignent une valeur quasiment constante autour de 50 GeV. L'efficacité dans les données est alors d'environ 70% pour le point de fonctionnement standard et 55% pour le point de fonctionnement strict. Dans les simulations, l'efficacité est supérieure à celle des données d'environ 5%.

Des erreurs systématiques sur l'efficacité d'identification qui proviennent de la méthode de calcul *Système 8* doivent être prises en compte. Ces erreurs varient en fonction du point de fonctionnement du réseau de neurones. Elles sont au total de 3% sur l'efficacité d'identification des jets de quarks b pour le point de fonctionnement standard, et de 4,5% pour le point de fonctionnement strict.

Le réseau de neurones a été optimisé pour minimiser le taux de fausse identification de jets de

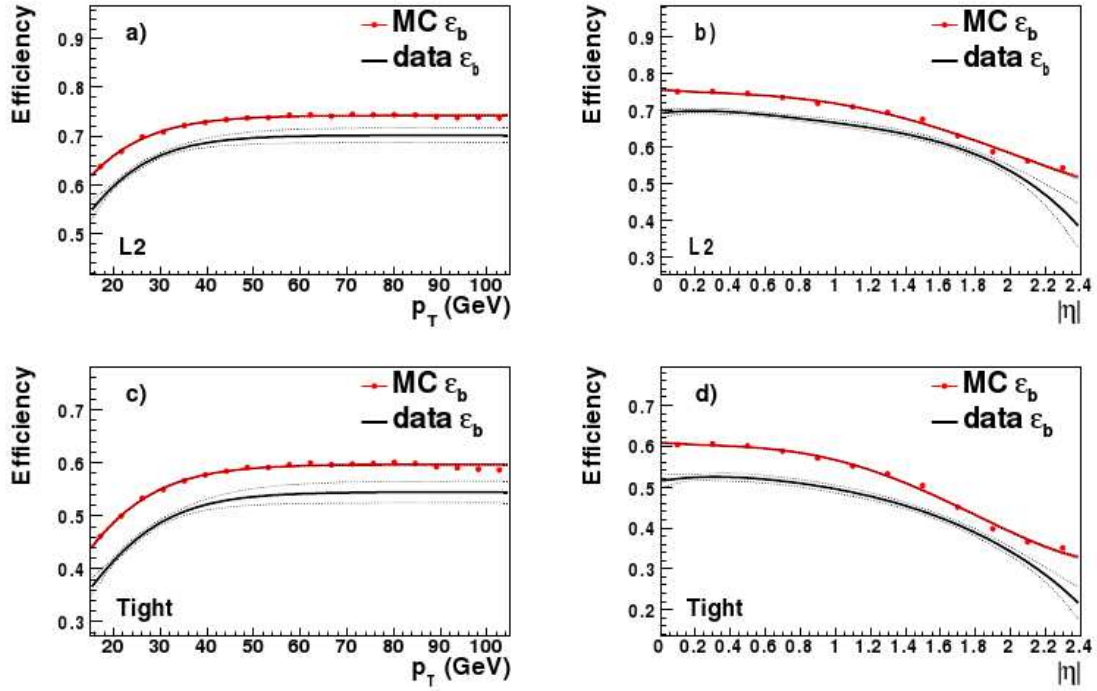


FIG. 5.7 – Efficacités d'identification des jets de b dans les simulations (en rouge) et dans les données (en noir). Les efficacités sont données pour deux points de fonctionnement (« standard » en haut, « strict » en bas), et pour deux dépendances (en p_T à gauche, en η à droite). Les pointillés représentent l'incertitude sur la modélisation de la courbe.

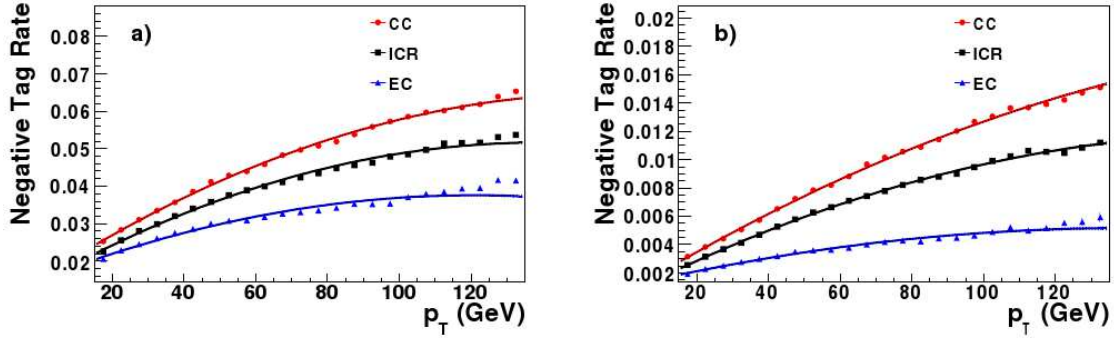


FIG. 5.8 – Taux de fausse identification de jets de b à partir de jets légers dans trois parties du détecteur, et pour les points de fonctionnement « standard » (à gauche) et « strict » (à droite).

quarks b à partir de jets provenant de quarks u , d ou s (quarks légers). Une fausse identification peut être due aux imprécisions de reconstruction des traces et vertex. Dans ce cas, les paramètres d'impact et les déplacements des vertex secondaires peuvent être indifféremment positifs ou négatifs, tandis que dans le cas de vertex secondaires provenant de particules à longue durée de vie, ces grandeurs sont le plus souvent positives. Cette propriété est utilisée pour déterminer le taux de fausse identification dans deux échantillons distincts de données comprenant peu de quarks lourds.

Le taux de fausse identification est paramétré en fonction du p_T du jet dans trois régions en η . Les résultats sont montrés dans la figure 5.8 pour les points de fonctionnement standard et strict. Les taux de fausses identification sont les plus élevés dans la partie centrale (car les traces laissent moins de coups dans le détecteur et la reconstruction est moins précise). Pour des jets de 100 GeV, les taux atteignent 6% pour le point de fonctionnement standard et 1,4% pour le point de fonctionnement strict.

5.2.4 Identification et correction de l'énergie des électrons

La construction de candidats électrons se fait en deux étapes. On applique tout d'abord un algorithme de cône simple (décrit dans la partie 5.2.3. a) de rayon 0,4 sur les tours du calorimètre. La tour la plus énergétique de chaque amas est ensuite recherchée, et les candidats électrons sont définis par un cône de rayon 0,2 dont l'axe coïncide avec cette tour. Seules les cellules des couches électromagnétiques et de la première couche hadronique fine (la plus proche de la partie électromagnétique) du calorimètre sont utilisées par la suite. Pour distinguer les électrons des photons et des objets calorimétriques hadroniques, un ensemble de critères de sélection sur les variables définies par la suite leur sont appliqués.

1. La fraction de l'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre (f_{em}) doit être grande : $f_{em} > 0,9$.
2. La fraction d'énergie déposée dans la partie du cône située entre les rayons 0,2 et 0,4 est notée :

$$iso = \frac{E_{tot}^{R=0,4} - E_{EM}^{R=0,2}}{E_{EM}^{R=0,2}}$$

Une limite supérieure sur cette variable permet notamment d'éliminer les électrons issus de jets.

3. La variable χ_{HMx8}^2 est une variable caractéristique de la forme latérale et longitudinale de la gerbe. A partir d'électrons simulés dans chacune des tours du calorimètre, huit variables caractéristiques sont utilisées pour créer une matrice de covariance [15] (ces variables sont l'énergie totale de l'électron, l'énergie déposée dans chaque couche, la position du vertex primaire et l'extension latérale de la gerbe). Celle-ci est utilisée ensuite pour estimer la compatibilité de la forme de la gerbe reconstruite avec celle des électrons simulés. On peut définir la même variable en utilisant seulement sept grandeurs caractéristiques (elle est notée χ_{HMx7}^2).
4. La variable précédente ne permet pas de distinguer clairement les gerbes créées par des photons et des électrons. Pour mieux opérer cette distinction, on cherche une trace dans le détecteur interne ayant une direction compatible avec la direction de la gerbe. On peut estimer la compatibilité de la trace avec une probabilité de χ^2 . Deux critères sont utilisés pour estimer cette compatibilité. L'un utilise uniquement les variables spatiales et est noté $P_{spat}(\chi_{spat}^2)$. L'autre utilise ces variables et le rapport E_T/p_T . Il est noté $P_{EOP}(\chi_{EOP}^2)$. Lorsque l'association a bien été effectuée, les grandeurs spatiales de l'électron sont définies par sa trace, et son énergie par le dépôt dans le calorimètre.
5. Pour affiner la sélection, huit variables sont utilisées pour construire une fonction de vraisemblance [16] :
 - le nombre de traces proches de la trace de l'électron ;
 - la somme du p_T de ces traces ;
 - la probabilité d'association d'une trace avec le dépôt calorimétrique $P(\chi^2)$;
 - l'isolation iso ;
 - le rapport E_T/p_T noté EOP qui doit être proche de 1 ;
 - la distance de moindre approche au vertex primaire ;
 - la fraction électromagnétique f_{em} ;
 - χ_{HMx7}^2 ;
 - χ_{HMx8}^2 .

La distribution de chaque variable est construite dans le CC et dans l'EC pour des événements des données : événements $Z \rightarrow e^+e^-$ pour le signal, et événements multijets pour le bruit de fond. En comparant ces distributions, on assigne à chaque événement la probabilité qu'il provienne du signal ou du bruit de fond : $P_{sig}(x)$ et $P_{bkg}(x)$, où x est le vecteur de variables. On définit la fonction \mathcal{L} telle que :

$$\mathcal{L}(x) = \frac{P_{sig}(x)}{P_{sig}(x) + P_{bkg}(x)}.$$

Elle tend vers un pour les électrons, et vers zéro pour les événements de bruit de fond.

Dans notre analyse, deux qualités d'électrons sont utilisées correspondant aux coupures présentées dans le tableau 5.1.

Pour obtenir l'énergie d'un électron il est nécessaire de corriger l'énergie mesurée par le calorimètre. Ceci est fait séparément dans les données et les simulations. Une correction supplémentaire doit ensuite être appliquée aux simulations pour dégrader la résolution de l'énergie et ainsi mieux modéliser les données.

5.2.5 Identification et correction de l'impulsion des muons

Les muons peuvent être identifiés en associant les informations provenant de différentes sous-parties du détecteur. Les trois couches de chambres à muons, décrites dans la section 4.2.5, couvrent 90% du domaine jusqu'à $|\eta| = 2$. Elles sont à la base de l'identification des muons. Le détecteur de traces interne, constitué du SMT et du CFT, permet dans un grand nombre de cas

Quality	Top standard	Top strict
f_{em}	$> 0,9$	$> 0,9$
iso	$< 0,15$	$< 0,15$
χ^2_{HMx7}	< 50	< 50
$P_{spat}(\chi^2_{spat})$	> 0 (CC)	> 0 (CC)
$P_{EOP}(\chi^2_{EOP})$	> 0 (EC)	> 0 (CC)
EOP	$< 2,5$ (CC)	$< 2,5$ (CC)
p_T de la trace (GeV)	> 5	> 5
$lhood8$		$> 0,85$

TAB. 5.1 – Coupures pour les deux qualités d'électrons utilisés dans l'analyse.

d'associer une trace aux muons détectés dans les chambres. Le calorimètre peut également être utilisé pour repérer des dépôts d'énergie correspondant au minimum d'ionisation des muons.

La reconstruction de la trajectoire des muons commence par la reconstruction des coups dans les chambres à muons, la construction de segments puis de traces, et si possible leur association avec une trace du détecteur de traces interne. La prise en compte du temps de déclenchement des scintillateurs au passage d'un muon, ainsi que du temps d'arrivée du signal aux extrémités du fil de dérive permettent d'indiquer la position du coup sur un fil, et le temps de dérive associé. Lorsque les coups sont reconstruits, toutes les associations possibles entre deux coups sont réalisées pour créer des segments. Ceux-ci sont ensuite associés pour former de nouveaux segments contenant plus de points (on considère que le champ dans les chambres est négligeable). Les « meilleurs » segments sont sélectionnés en utilisant le χ^2 de l'ajustement, et sont ensuite prolongés jusqu'aux scintillateurs pour les associer, si possible, à un coup dans ces derniers. On essaie ensuite d'associer les segments de différentes couches. Ceci est assez direct pour les couches B et C qui sont toutes les deux à l'extérieur du toroïde. Pour la couche A, on considère que des segments à l'intérieur et à l'extérieur du toroïde appartiennent à la même trace lorsqu'ils sont dans la même partie du système à muons (central, avant ou arrière), et dans le même octant. Finalement, on essaie d'associer la trace reconstruite dans le système à muons à une trace dans le détecteur interne, en prenant en compte la diffusion multiple et la courbure de la trajectoire dans le champ magnétique.

Un muon est défini par son type et sa qualité, qui dépendent de sa reconstruction. Le type est donné par le paramètre noté n_{seg} . Une valeur positive de n_{seg} indique que le muon reconstruit dans le système à muons a pu être associé avec une trace dans le détecteur interne. Une valeur négative indique que cette association n'a pas été possible. Dans ce cas, le muon sera dit « local ». La valeur absolue du paramètre n_{seg} indique si le muon a laissé un coup :

- dans la couche A seulement, avant le toroïde ($n_{seg} = 1$);
- dans les couches B ou C, après le toroïde ($n_{seg} = 2$);
- à la fois dans les couches A et B ou C ($n_{seg} = 3$).

On définit trois qualités de muons : bonne, moyenne ou standard. Dans notre analyse, nous utilisons des muons de qualité standard, qui correspond à des critères différents selon le type.

Un muon de type $|n_{seg}| = 3$ est de qualité standard s'il satisfait deux des trois critères suivants :

- au moins un coup dans les chambres de la couche A et un coup dans les scintillateurs de la couche A ;
- au moins deux coups dans les chambres des couches BC ;
- au moins un coup dans les scintillateurs des couches BC (sauf si c'est un muon central avec moins de quatre coups dans les chambres des couches BC).

Les muons de type $|n_{seg}| < 3$ ne peuvent être de qualité standard que s'ils sont associés à une trace dans le détecteur central, ainsi qu'à un coup dans le scintillateur et à deux coups dans les chambres de leur couche.

On définit de plus la qualité de la trace du muon à partir des caractéristiques suivantes :

- le nombre de traces dans le SMT et le CFT ;
- l’ajustement de la trace (χ^2 par degré de liberté) ;
- la distance de moindre approche (dca) dans le plan transverse (x,y) par rapport au vertex primaire.

Dans notre analyse, nous utilisons des traces de qualité standard qui sont définies de la manière suivante : une trace est de qualité standard si $|dca| < 0,2$ cm. Lorsque la trace comprend des coups dans le SMT, cette condition devient $|dca| < 0,02$ cm. Pour des muons provenant de désintégrations de bosons Z, la précision sur la distance de moindre approche est de $20 \mu m$ si la trace comprend des coups dans le SMT, et $500 \mu m$ sinon.

Finalement, on utilise le détecteur de traces et le calorimètre pour définir l’isolation des muons et distinguer les muons issus de jets de quarks lourds de ceux issus de désintégrations de bosons W. Un muon satisfait ce critère d’isolation si :

- la somme du p_T des traces situées dans un cône de 0,5 autour de la trace du muon, divisée par le p_T du muon est inférieure à 0,15 ;
- la somme des énergies des cellules du calorimètre comprises dans un rayon entre 0,1 et 0,5 autour du dépôt du muon, divisée par le p_T du muon est inférieure à 0,15.

L’impulsion du muon est mesurée en utilisant le détecteur de traces interne. Comme pour les électrons, la résolution de l’énergie des muons simulés est dégradée afin de mieux reproduire les données. Cette correction est calculée en comparant les distributions en masse invariante des J/Ψ et Z dans les données et les simulations Monte-Carlo.

5.2.6 Reconstruction de l’énergie transverse manquante

Nous venons de montrer comment les différents objets physiques sont reconstruits, et comment leur énergie est calculée. Lors de l’écriture du bilan d’énergie transverse d’un événement, le déséquilibre est appelé « énergie transverse manquante » (E_T). Idéalement, elle devrait correspondre aux particules n’ayant pas été détectées parce qu’elles n’interagissent pas (ou très peu) avec la matière. C’est le cas des neutrinos et de certaines particules prédites par des théories au-delà du modèle standard. Toutefois, une énergie transverse manquante non-nulle peut provenir de particules n’ayant pas été reconstruites parce qu’elles sont passées par des parties non ou mal instrumentées du détecteur, ou d’une mauvaise mesure de l’énergie des objets reconstruits.

Le bilan d’énergie transverse est d’abord écrit au niveau calorimétrique. L’énergie transverse manquante déposée s’écrit [17] :

$$\begin{cases} E_x = -\sum_i E_x^i \\ E_y = -\sum_i E_y^i \end{cases} \quad (5.2)$$

où i parcourt les cellules du calorimètre ayant enregistré un signal, et E_x, E_y sont les projections de l’énergie transverse manquante sur les axes x et y du plan transverse. On a ensuite :

$$E_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}.$$

Les cellules utilisées dans le calcul sont toutes les cellules du calorimètre situées dans les parties électromagnétique, hadronique fine, dans l’ICD et dans les *massless gaps*. La partie calorimétrique grossière n’est pas prise en compte car ses cellules sont trop bruyantes.

Comme nous l’avons décrit dans la partie 5.2.3. c, la réponse du calorimètre doit être corrigée pour obtenir les énergies des objets détectés. Le raisonnement est identique pour la mesure de l’énergie transverse manquante, et les corrections apportées aux mesures d’énergie des électrons et des jets ($\vec{E}_{corrJES}$) sont retirées. Les impulsions des muons détectés sont aussi retirées, tandis que les dépôts calorimétriques liés au passage des muons sont ajoutés pour ne pas être doublement comptés. On a ainsi :

$$\vec{E}_T \rightarrow \vec{E}_T - \sum_{\text{muons}} \vec{p}_T + \sum_{\text{muons}} \vec{E}_{cal} - \sum_{\text{electrons,jets}} \vec{E}_{corrJES}. \quad (5.3)$$

La significativité de l'énergie transverse manquante notée $\sigma(E_T)$ permet de distinguer les événements dont l'énergie manquante provient de mauvaises mesures de l'énergie des objets, de ceux contenant une réelle énergie manquante [18]. Elle évalue la probabilité que l'énergie manquante provienne d'une fluctuation en énergie des objets de l'événement, connaissant leur résolution. Pour cela, l'algorithme calcule une probabilité de distribution de l'énergie transverse manquante $p(E_T)$ en faisant varier l'énergie des électrons et des jets :

$$E_T \rightarrow E_T + \mathcal{G}\left(0, \sqrt{\sum_i \sigma_i^2}\right), \quad (5.4)$$

où σ_i est la résolution de l'énergie des différents objets de l'événement et $\mathcal{G}(0, \sigma)$ est une distribution gaussienne de moyenne 0 et de variance σ .

Tout est ensuite projeté sur l'axe \vec{a} de l'énergie transverse manquante mesurée :

$$\vec{E}_T \cdot \vec{a} \rightarrow \vec{E}_T \cdot \vec{a} + \mathcal{G}\left(0, \sqrt{\sum_i \sigma_i^2 \cos^2(\vec{j}, \vec{a})}\right), \quad (5.5)$$

où \vec{j} est la direction de l'énergie de l'objet j dans le plan transverse.

$\vec{E}_T \cdot \vec{a}$ suit donc une distribution gaussienne $\mathcal{G}(\vec{E}_T \cdot \vec{a}, \sqrt{\sum_i \sigma_i^2 \cos^2(\vec{j}, \vec{a})})$. On définit la fonction de densité de cette distribution par p .

On définit la significativité par :

$$\sigma(E_T) = \log\left(\frac{p(E_T)}{p(0)}\right). \quad (5.6)$$

5.3 Correction des événements simulés

Les générateurs utilisés pour simuler les processus d'intérêt pour notre analyse sont :

- pour les processus de production de paires $t\bar{t}$ et du boson Z : ALPGEN interfacé avec PYTHIA ;
- pour les processus de production de paires de bosons : PYTHIA seul.

Par de nombreux aspects, les simulations ne reproduisent pas parfaitement les données. Il peut s'agir d'incertitudes au niveau théorique qui empêchent une bonne modélisation de certains effets, ou seulement d'une imprécision des générateurs Monte-Carlo ou de la modélisation du détecteur. Dans tous les cas, les paramètres mal reproduits peuvent être ajustés aux observations. Pour cela, la méthode utilisée à D0 est l'application d'un poids à chaque événement simulé et pour chaque paramètre à ajuster. Ce poids dépend des caractéristiques de l'événement, et permet que les distributions globales coïncident avec les observations. Nous décrivons ici les trois corrections appliquées dans notre analyse.

5.3.1 Spectre de luminosité instantanée

La luminosité instantanée a un impact important sur l'efficacité de reconstruction des objets, il faut donc qu'elle soit bien prise en compte dans les simulations Monte-Carlo. Toutefois, le profil de luminosité instantanée dans les événements Monte-Carlo et dans les données sont très différents, notamment parce que la luminosité instantanée a beaucoup augmenté entre le début et la fin de l'enregistrement des données. Pour compenser ce problème, des événements de bas nul enregistrés dans les données sont ajoutés aux événements simulés. Ces événements ont été enregistrés pendant le Run IIa, et ne suffisent pas à faire correspondre parfaitement les Monte-Carlo aux données. Un poids est donc attribué à chaque événement simulé, en fonction de sa luminosité instantanée. La figure 5.9 présente le profil de luminosité instantanée des données et des simulations avec et sans poids, pour un échantillon de Z .

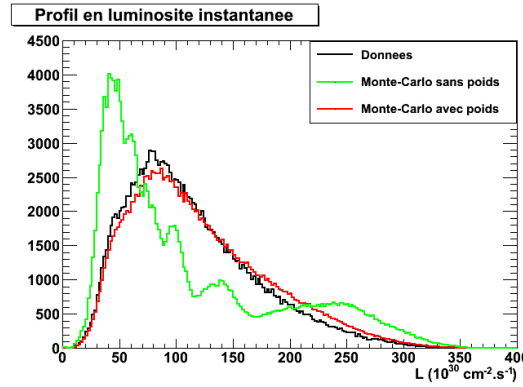


FIG. 5.9 – Profil en luminosité instantanée des données et simulations

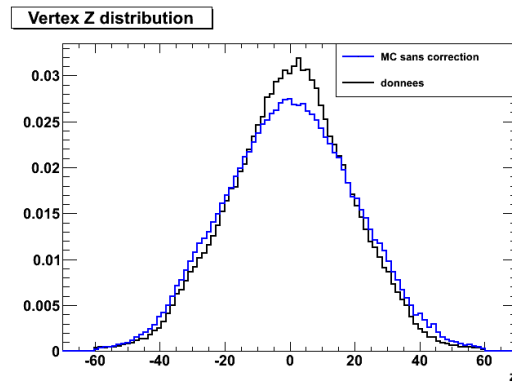


FIG. 5.10 – Distribution de position des vertex primaires selon l'axe z dans les données (noir) et les Monte-Carlo avant correction (bleu)

5.3.2 Distribution des vertex selon z

La position de l'interaction primaire le long de l'axe z a des conséquences importantes sur l'efficacité de reconstruction des traces et des vertex. Il est donc important que la distribution de la position de ces interactions dans les simulations reproduise bien les données. Dans ces dernières, la position moyenne des vertex primaires le long de l'axe z correspond au centre du détecteur, la largeur de la distribution étant de 60 cm. Dans les simulations, la distribution est plus étroite et on attribue à chaque événement un poids pour ajuster la simulation aux données et donner ainsi plus d'importance aux événements situés loin du centre du détecteur. La figure 5.10 montre les distributions de position des vertex primaires selon l'axe z dans les données et les simulations avant correction.

5.3.3 Impulsion transverse du Z

Au premier ordre, le boson Z est produit par annihilation d'une paire quark-antiquark. Son impulsion transverse provient de radiations de gluons dans l'état initial, et ce processus est difficilement calculable en QCD perturbative pour des radiations de faible énergie. Le spectre d'impulsion transverse du boson Z est donc généralement mal reproduit par les générateurs Monte-Carlo. Une mesure de ce spectre a été réalisée à D0 au Run IIa, et une correction en a été déduite [19]. La mesure ayant été corrigée des effets de détecteur, la même correction est utilisée pour le Run IIb, et l'accord global obtenu est satisfaisant (cette correction sera appelée « correction inclusive »). Toutefois, lorsque seuls les événements contenant un jet ou plus sont sélectionnés, l'accord entre

données et simulations est fortement dégradé. La figure 5.11 montre la comparaison entre données et simulations pour différentes coupures sur le nombre de jets. Au niveau inclusif (c'est-à-dire sans condition sur le nombre de jets) l'accord obtenu est satisfaisant mais un désaccord apparaît pour les événements à 1 jet ou au moins 2 jets. Ce désaccord porte à la fois sur le nombre d'événements entre données et simulation, et sur la forme des distributions.

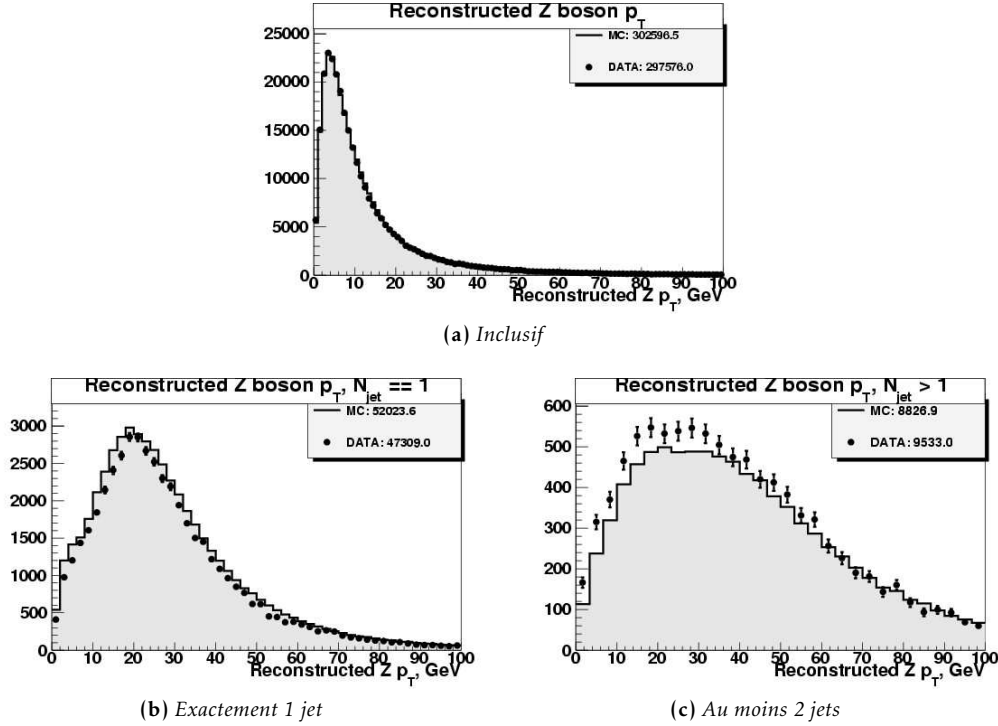


FIG. 5.11 – Comparaison données-simulation de la distribution de p_T du Z dans le Run IIb pour des événements $Z \rightarrow ee$ et différentes coupures sur le nombre de jets. Le niveau inclusif comprend tous les événements, sans condition sur le nombre de jets.

La possibilité d'une nouvelle correction a été étudiée, ce qui a fait l'objet d'un travail réalisé pendant cette thèse. Le principe de cette correction est de pondérer les événements simulés pour bien reproduire les données. Deux pistes ont été envisagées. La première consiste à appliquer cette pondération au niveau généré à la place de la correction actuelle, en partant du principe que le désaccord provient principalement du générateur. La deuxième possibilité est d'appliquer cette pondération sur les événements reconstruits, seulement pour les événements avec un jet ou plus. Cette nouvelle correction serait dans ce cas appliquée en plus de la correction inclusive.

Correction au niveau généré Le générateur utilisé par défaut pour la simulation des événements Z à D0 est ALPGEN. Une partie du désaccord pourrait être expliquée par une mauvaise modélisation des données par ALPGEN. Pour étudier cet effet, deux générateurs ont été comparés :

- ResBos, un générateur au deuxième ordre avec resommation des logarithmes dominants au troisième ordre [20];
- FEWZ, un générateur au troisième ordre [21].

Les distributions d'impulsion transverse du Z obtenues avec ces deux générateurs sont comparées avec celle obtenue avec ALPGEN. La comparaison est montrée sur la figure 5.12. Les données sont ajoutées à la comparaison pour voir l'accord avec les différents générateurs (il faut toutefois prendre en compte les effets de reconstruction pour faire une comparaison directe). On remarque que les distributions de l'impulsion transverse du Z sont très différentes entre les générateurs, en particulier à basses valeurs de p_T .

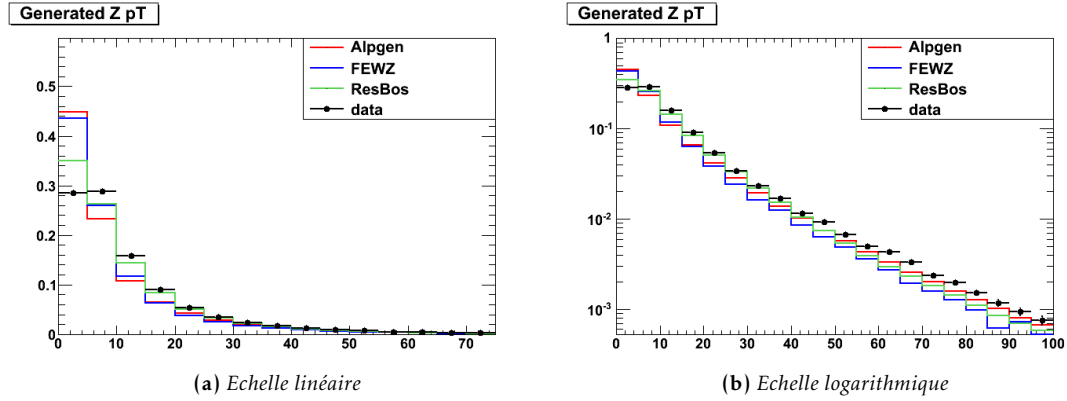


FIG. 5.12 – Comparaison de la distribution générée du p_T du Z pour différents générateurs et pour les données.

Des corrections utilisant les distributions de ResBos et FEWZ ont été testées sur les événements générés par ALPGEN, mais aucune amélioration n'a pu être obtenue. La conclusion de cette partie de l'étude est que des effets de détecteur et de reconstruction viennent s'ajouter aux problèmes de modélisation. Une correction appliquée au niveau reconstruit a donc été étudiée.

Correction au niveau reconstruit Nous envisageons ici la possibilité d'appliquer au niveau reconstruit une correction en plus de la correction inclusive. Cette nouvelle pondération des événements simulés doit dépendre du nombre de jets dans l'événement, car les désaccords sont assez différents pour les événements avec un jet ou au moins deux jets (voir figure 5.11). La détermination des poids doit être faite séparément dans les périodes Run IIa, Run IIb car ces périodes sont simulées séparément. Le Run IIb est séparé en deux sous-périodes : le Run IIb1 correspondant à la prise de données entre 2006 et 2007, et le Run IIb2 entre 2007 et 2009. Le rapport du nombre d'événements dans les données et la simulation a été calculé et ajusté par la combinaison d'une fonction polynomiale (à bas p_T) et d'une constante (à grand p_T). La figure 5.13 montre les fonctions obtenues pour les événements avec exactement un jet ou au moins deux jets. Ces rapports sont très différents entre les périodes : le Run IIa n'a quasiment besoin d'aucune correction tandis que le Run IIb2 montre un grand désaccord entre données et simulation. Ceci pourrait être lié aux différences entre les simulations de chaque période, mais la raison précise de ces écarts n'a pas été trouvée.

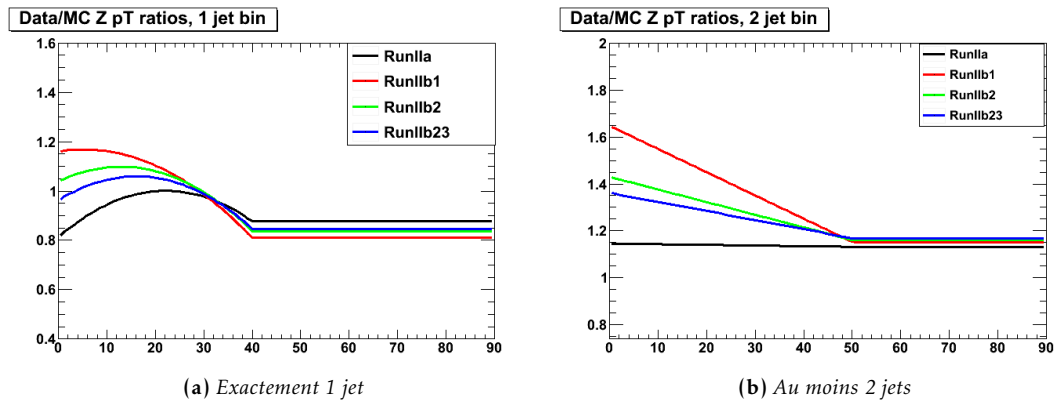


FIG. 5.13 – Rapports données-simulation des distributions de p_T du Z pour les différentes périodes de prise de données.

L'impact de plusieurs incertitudes sur les distributions de p_T du Z a également été étudié. La figure 5.14 montre le rapport données-simulation avec les incertitudes statistiques sur l'ajustement et l'incertitude liée à l'échelle en énergie des jets. On observe que cette dernière couvre quasiment toute la différence entre données et simulation.

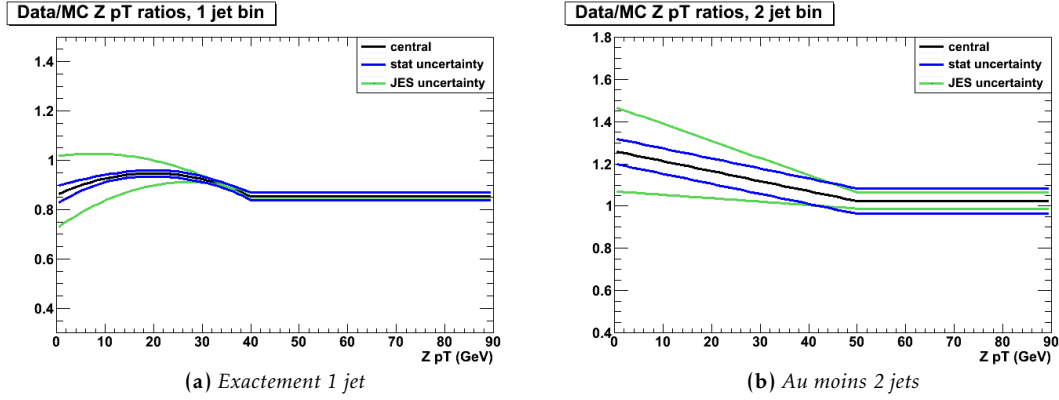


FIG. 5.14 – Rapport données-simulation des distributions de p_T du Z pour le Run IIb2 montrant les bandes correspondant à l'incertitude statistique et à l'erreur liée à l'échelle d'énergie des jets.

Etant données les erreurs importantes qui seraient liées à la correction, et le fait que l'origine des différences entre données et simulation n'est pas comprise, la pertinence de cette correction a été remise en question. Dans notre analyse, nous n'appliquerons donc pas de nouvelle correction, mais une incertitude systématique sera évaluée pour couvrir ces effets de mauvaise modélisation de l'impulsion transverse du Z .

Mesure simultanée de la section efficace de production $t\bar{t}$ et du rapport R_b

Das also war des Pudels Kern !

Goethe, Faust

La section efficace de production du quark top est un paramètre qu'il est intéressant de calculer dans le modèle standard. Les calculs des théoriciens atteignent une précision de 6 à 9%, en prenant en compte des corrections de boucle allant jusqu'au troisième ordre en séries de perturbations [22, 23, 24]. Une mesure précise de la section efficace de production $t\bar{t}$ au Tevatron permet donc de tester le modèle standard. Toutefois, la précision des mesures expérimentales a été pendant longtemps largement inférieure à la précision des calculs théoriques. Dans ce chapitre nous présentons la mesure de la section efficace $t\bar{t}$ dans les états finals dileptoniques qui, combinée à la mesure dans les états finals semileptoniques [25] atteint une précision de l'ordre de 7%. Nous présenterons également la mesure du rapport des taux d'embranchement du quark top en quark b et en quarks d et s , et nous verrons que ces deux mesures peuvent être réalisées simultanément.

Nous présenterons d'abord les différentes étapes nécessaires à la sélection d'un échantillon d'événements enrichis en quarks top, puis nous détaillerons les méthodes utilisées pour les deux mesures avant de présenter les résultats ainsi que la mesure combinée avec le canal semileptonique.

6.1 Données et sélection

6.1.1 Stratégie globale

- La topologie des événements $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique se caractérise par la présence :
- d'au moins deux leptons chargés (électrons et muons) de grande impulsion transverse ;
 - de l'énergie manquante correspondant aux neutrinos ayant été produits ;
 - d'au moins deux jets de grande impulsion transverse provenant de quarks b .

Après sélection des événements avec cette topologie, le bruit de fond est composé d'événements provenant des processus suivants :

- Drell-Yan et production de bosons Z se désintégrant en deux leptons chargés ;
- production de paires de bosons WW , WZ et ZZ ;
- événements multijets ;
- événement W +jets.

On distingue deux types de bruits de fond.

- Certains des processus listés ci-dessus présentent le même état final que les événements $t\bar{t}$. Ils constituent le bruit de fond irréductible que l'on cherche à diminuer en prenant en

compte les petites différences topologiques qui peuvent exister avec le signal (la quantité d'énergie transverse manquante, l'impulsion des jets, etc.).

- D'autres processus n'ont pas exactement le même état final, mais peuvent être considérés comme des événements candidats lorsque l'un des objets est mal reconstruit. Cela peut être le cas lorsqu'un jet est identifié comme un électron par exemple. Ce bruit de fond est dit instrumental, et il est en général difficile à simuler. Il est donc estimé directement dans les données.

Le bruit de fond irréductible est constitué des processus électrofaibles de production de Z et de paires de bosons Z et W . Le processus de production du boson Z est illustré figure 6.1a. Des diagrammes d'ordre supérieur font apparaître des jets, notamment par des radiations initiales et finales de gluons par des quarks (figure 6.1a). L'énergie transverse manquante provient d'une mauvaise mesure de l'énergie des objets reconstruits.

Le processus de création de paires de bosons W et Z est illustré figure 6.1b avec l'exemple d'une paire de bosons W . Ces processus peuvent reproduire quasiment exactement la topologie des événements $t\bar{t}$ avec de vrais leptons et de l'énergie transverse manquante provenant de la production de neutrinos. Les jets peuvent provenir de radiations initiales ou de désintégrations hadroniques des bosons Z et W .

L'importance de ces bruits de fond électrofaibles est évaluée par simulation Monte-Carlo.

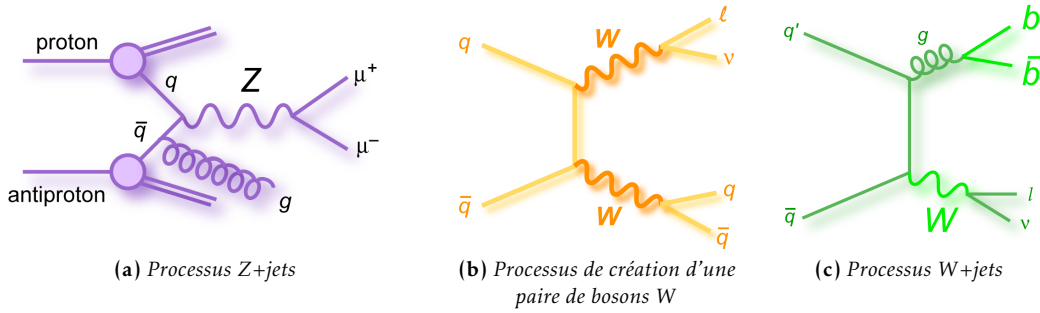


FIG. 6.1 – Diagrammes de Feynman des bruits de fond principaux du $t\bar{t}$.

Le bruit de fond instrumental est constitué d'événements multijets et W +jets. Les événements multijets sont des événements provenant de processus QCD, et peuvent correspondre à la topologie d'un événement $t\bar{t}$ lorsqu'un jet est identifié comme un électron, ou lorsqu'un muon issu de la désintégration d'un jet apparaît comme isolé. Ce phénomène est également possible dans le processus de création d'un boson W se désintégrant leptoniquement, associé à un ou plusieurs jets (voir figure 6.1c).

6.1.2 Événements enregistrés

Le lot de données utilisé pour cette analyse a été enregistré par D0 entre avril 2002 et juin 2009, et correspond à une luminosité intégrée de $5,4 \text{ fb}^{-1}$. Dans le canal électron-muon, tous les événements enregistrés sont utilisés. Pour le canal diélectron, le lot de données initial correspond aux événements enregistrés grâce à un terme de déclenchement comprenant un électron. Pour le canal dimuon, on demande un terme de déclenchement avec un muon.

6.1.3 Sélection

Nous présentons dans cette partie les critères d'identification de chacun des objets utilisés dans l'analyse, puis les différentes étapes de la sélection.

Electrons Les électrons sélectionnés sont de qualité *Top strict*, avec les critères détaillés dans la partie 5.2.4. Leur impulsion transverse doit être supérieure à 15 GeV. Les électrons détectés dans la partie inter-cryostats (ICD) sont éliminés. Ils doivent respecter : $|\eta| < 1,1$ ou $1,5 < |\eta| < 2,5$.

Muons Les muons utilisés sont de qualité lâche avec les critères d'identification décrits précédemment. Ils doivent être tels que : $p_T > 15$ GeV, et $|\eta| < 2$.

Jets L'énergie des jets est corrigée et les jets simulés ont subi la procédure JSSR. Les jets sélectionnés sont tels que : $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2,5$. La confirmation de vertex est appliquée à tous les jets enregistrés lors du Run IIb. Si un électron est proche d'un jet, ce dernier est éliminé.

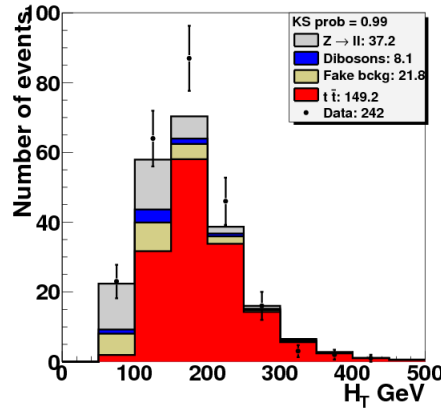
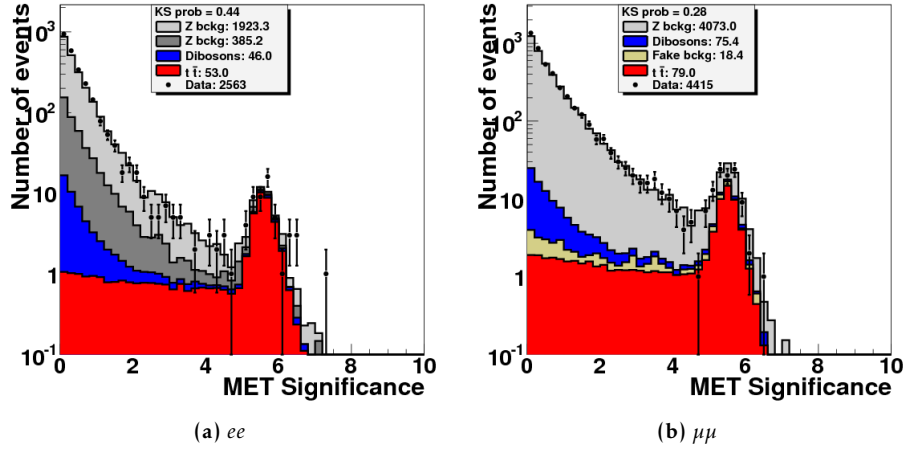
Sélection Les coupures suivantes sont ensuite appliquées :

- le vertex primaire doit être à moins de 60 cm du centre du détecteur, et au moins trois traces doivent pointer vers lui ;
- pour s'assurer qu'aucun événement contenant plus de deux leptons n'est utilisé dans deux canaux différents, les échantillons sont séparés comme suit :
 - dans le canal électron-muon il doit y avoir exactement un électron et un muon ou plus correspondant aux critères précédents ;
 - dans le canal diélectron, il doit y avoir deux électrons ou plus ;
 - le canal dimuon doit contenir deux muons ou plus, et aucun électron.
- dans le canal électron-muon, on élimine les événements dans lesquels l'électron et le muon sont proches ($dR(e,\mu) < 0,3$), afin de réduire le bruit de fond dans lequel un muon émet un photon par bremsstrahlung (qui est ensuite identifié comme un électron s'il est associé à la trace du muon) ;
- les deux leptons de plus grande impulsion transverse doivent être de charges opposées ;
- la distance le long de l'axe z au point de moindre approche des traces des deux leptons doit être inférieure à 2 cm pour s'assurer qu'ils proviennent du même vertex ;
- la sélection des événements par le système de déclenchement se fait comme décrit section 6.1.2 ; pour les événements simulés, l'efficacité de déclenchement est prise en compte en appliquant une pondération ;
- au moins deux jets sont requis dans les canaux diélectron et dimuon ; dans le canal électron-muon, on considère les événements contenant exactement un jet, ou les événements avec deux jets ou plus ;
- la sélection finale est la suivante :
 - dans les canaux diélectron et dimuon, la significativité de l'énergie transverse manquante (notée $\sigma(E_T)$) doit être supérieure à 5 ;
 - dans le canal dimuon, l'énergie transverse manquante doit être supérieure à 40 GeV ;
 - dans le canal électron-muon, une coupure topologique sur la somme des énergies transverses des leptons et du jet est appliquée. On définit :

$$H_T = p_T^{\text{lepton } 1} + p_T^{\text{jet } 1} + p_T^{\text{jet } 2},$$

où les objets sont classés par énergie transverse décroissante. H_T doit être supérieure à 110 GeV pour les événements avec au moins deux jets. Pour les événements avec un seul jet reconstruit, H_T correspond à la somme de l'impulsion transverse du premier lepton et du premier jet, et sa valeur doit être supérieure à 105 GeV.

La figure 6.2 montre la distribution de H_T dans le canal électron-muon, après la coupure sur le nombre de jets mais avant la sélection finale. Les figures 6.3a et 6.3b montrent les distributions de la significativité de l'énergie transverse manquante dans les canaux diélectron et dimuon avant la coupure finale. On voit l'intérêt d'une coupure sur cette variable pour rejeter le bruit de fond.

FIG. 6.2 – Distribution de la variable H_T dans le canal électron-muon dans le Run IIb.FIG. 6.3 – Distributions de $\sigma(E_T)$ dans les canaux diélectron et dimuon dans le Run IIb.

6.1.4 Evaluation du bruit de fond

Comme nous l'avons mentionné précédemment, le nombre d'événements provenant de processus électrofaibles (Drell-Yan, production de Z et dibosons) est estimé à partir de simulations Monte-Carlo à l'ordre des arbres. Les événements dibosons sont générés par PYTHIA et les événements Z +jets sont générés par ALPGEN (et PYTHIA pour l'hadronisation). Les processus sont ensuite normalisés avec les sections efficaces calculées au deuxième ordre pour les dibosons, et au troisième ordre pour le Z .

Les événements constituant le bruit de fond instrumental sont difficiles à simuler. Ils sont constitués d'événements contenant de « faux électrons » qui sont des jets identifiés comme des électrons, ou des électrons produits dans des jets qui apparaissent comme isolés. Les faux électrons contribuent au bruit de fond dans les canaux diélectron et électron-muon. Il existe également des événements contenant de « faux muons », qui sont des muons provenant de la désintégration de quarks lourds (c ou b) et qui apparaissent comme isolés. Les événements contenant ces faux muons contribuent au bruit de fond des canaux électron-muon et dimuon, mais il est assez faible lorsque deux jets sont requis. L'estimation des taux de fausse identification est réalisé à partir des données [26].

Faux électrons Le nombre de faux électrons est évalué en utilisant la variable de vraisemblance utilisée dans l'identification des électrons. La distribution de cette variable est construite dans deux échantillons de données : un échantillon de signal contenant principalement de vrais électrons, et un échantillon de bruit de fond principalement constitué de faux électrons. La distribution obtenue dans les données sélectionnées pour l'analyse est ensuite ajustée avec les deux fonctions obtenues pour déterminer la fraction de bruit de fond.

L'échantillon de signal est constitué d'événements $Z \rightarrow ee$, en demandant la présence de deux électrons de charges opposées et d'une faible énergie transverse manquante. La masse invariante des deux électrons doit être comprise entre 70 et 100 GeV. Les deux électrons doivent être de qualité lâche, et l'un des deux choisi de manière aléatoire doit avoir une valeur de vraisemblance supérieure à 0,85 (électron de qualité stricte). La distribution de la variable de vraisemblance pour le deuxième électron sera utilisée pour caractériser la distribution du signal.

L'échantillon de bruit de fond est enrichi en événements multijets. Il est construit en utilisant la même sélection que pour l'échantillon d'événements $t\bar{t}$ dans le canal électron-muon, mais en inversant les coupures d'isolation sur le muon, et en demandant une énergie transverse manquante inférieure à 15 GeV. Ces deux échantillons sont constitués de manière séparée pour les électrons étant situés dans l'EC et dans le CC. La figure 6.4 présente les distributions après la coupure sur le nombre de jets et pour des électrons dans le CC (figure 6.4a pour le signal et 6.4b pour le bruit de fond).

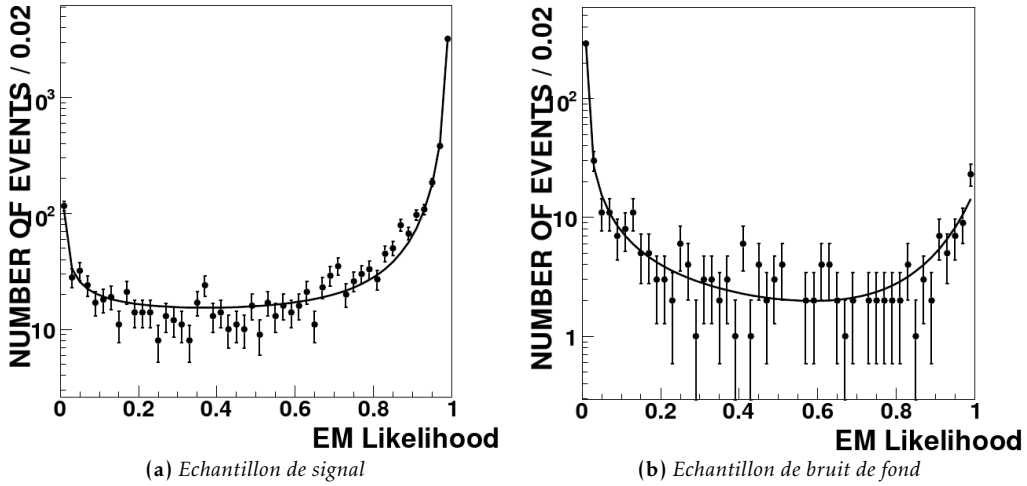


FIG. 6.4 – Distribution de la variable de vraisemblance dans le CC pour des événements à 2 jets.

Les distributions de signal et de bruit de fond sont ajustées avec une fonction de vraisemblance définie comme :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N P(x_i; a_1, \dots, a_m) \frac{e^{-n}}{N!}. \quad (6.1)$$

Les N événements observés sont indicés par i , n est le nombre d'événements attendus, et P est une densité de probabilité à déterminer variant en fonction de x_i , la valeur de vraisemblance de l'électron de l'événement, et ayant pour paramètres a_1, \dots, a_m .

La fonction de densité de probabilité P permettant une bonne description de la distribution de la variable de vraisemblance des électrons s'écrit :

$$P = c_0 \frac{(\alpha_0 - 1)(\mu_0 - x_i)^{-\alpha_0}}{(\mu_0 - 1)^{1-\alpha_0} - \mu_0^{1-\alpha_0}} + c_1 \frac{(1 - \alpha_1)(\mu_1 + x_i)^{-\alpha_1}}{(\mu_1 + 1)^{1-\alpha_1} - \mu_1^{1-\alpha_1}} + c_2 \quad (6.2)$$

où $c_0 + c_1 + c_2 = 1$.

La table 6.1.4 montre les paramètres de l'ajustement obtenus pour le signal et le bruit de fond pour tous les événements $Z \rightarrow ee$.

	signal	bruit de fond
c_0	$0,909 \pm 0,004$	$0,070 \pm 0,025$
μ_0	$1,004 \pm 0,000$	$1,002 \pm 0,006$
α_0	$1,735 \pm 0,011$	$0,804 \pm 0,324$
c_1	$0,031 \pm 0,002$	$0,930 \pm 0,042$
μ_1	$3,3 \pm 1,6 \cdot 10^{-5}$	$3,7 \cdot 10^{-5} \pm 1,1 \cdot 10^{-5}$
α_1	$0,767 \pm 0,028$	$1,046 \pm 0,026$
c_2	$0,060 \pm 0,004$	$0,000^{+0,042}_{-0,000}$

Pour savoir si ces valeurs dépendent de l'impulsion transverse des électrons, l'ajustement a été réalisé dans différentes régions en impulsion. Une dépendance a été mise en évidence, et une incertitude est attribuée aux paramètres pour la prendre en compte. Ces paramètres ont été également été calculés en fonction du nombre de jets.

Les nombres de vrais et de faux électrons (n_e et n_f) dans l'échantillon final sont calculés en utilisant la fonction suivante :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N (n_e S(x_i) + n_f B(x_i)) \frac{e^{-(n_e+n_f)}}{N!}. \quad (6.3)$$

Les événements de 1 à N sont indicés par i , S et B sont les fonctions de densité de probabilité pour les électrons de signal et de bruit de fond normalisées à 1 (déterminées grâce à l'équation 6.1). Les nombres d'événements obtenus seront présentés dans la prochaine section.

Faux muons Le taux d'identification de muons faussement isolés est mesuré dans les données en utilisant un échantillon enrichi en événements contenant des paires $b\bar{b}$. Pour cela, des événements sont sélectionnés contenant deux jets et un muon (de la même qualité que ceux utilisés pour l'analyse) non-isolé et proche d'un jet. Un deuxième muon, dit de test, est recherché dans l'événement, avec un critère d'isolation lâche. Le taux de fausse identification est calculé comme la proportion de muons test qui passent les critères stricts d'isolation, en fonction du nombre de jets additionnels dans l'événement.

Pour estimer le nombre de faux muons dans l'échantillon final, une sélection similaire à celle de l'analyse est appliquée, mais les deux leptons doivent être de même signe (afin d'obtenir un échantillon orthogonal à l'échantillon de signal) avec une coupure d'isolation lâche sur le muon. La contribution de faux électrons est estimée et retirée du nombre d'événements obtenus grâce à la technique décrite précédemment. Le nombre d'événements provenant de faux muons est estimé en prenant le nombre d'événements restant dans cet échantillon et le multipliant par le taux de fausse isolation. On fait l'hypothèse que la contribution en événements multijets est similaire dans les échantillons où les leptons sont de même signe et de signe opposé. Ainsi, le nombre estimé de faux muons dans le premier doit être le même que dans le second.

6.1.5 Nombre d'événements

Les tables 6.1 à 6.4 présentent les nombres d'événements obtenus dans le Run IIa et Run IIb dans les quatre états finals. Les nombres sont présentés à différentes étapes de la sélection : au niveau inclusif (après les coupures sur les leptons, et avant la coupure sur le nombre de jets), après la sélection sur les jets, puis après la coupure topologique finale. Les erreurs présentées comprennent les erreurs statistiques et systématiques. La dernière colonne montre le rapport du nombre d'événements dans les données sur le nombre d'événements attendus.

	$Z \rightarrow \ell\ell$	Dibosons	$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell jj$	Attendus	Observés	$\frac{Donnes}{MC}$
Inclusif	$222\,088,5^{+30\,412,0}_{-28\,863,2}$	$341,7^{+44,2}_{-44,0}$	$101,3^{+9,9}_{-9,9}$	$222\,531,5^{+30\,448,4}_{-28\,900,1}$	222 759	$1,00 \pm 0,13$
$N_{jets} \geq 1$	$28\,469,7^{+3\,898,1}_{-3\,699,6}$	$147,1^{+19,0}_{-18,9}$	$98,3^{+9,7}_{-9,7}$	$28\,715,1^{+3\,917,5}_{-3\,719,4}$	27 617	$0,96 \pm 0,13$
$N_{jets} \geq 2$	$3\,328,6^{+455,9}_{-432,8}$	$63,6^{+8,2}_{-8,2}$	$70,0^{+6,9}_{-6,9}$	$3462,3^{+466,2}_{-443,3}$	3 717	$1,07 \pm 0,14$
$\sigma(E_T) \geq 5,0$	$12,6^{+1,9}_{-1,8}$	$3,0^{+0,4}_{-0,4}$	$45,6^{+4,5}_{-4,5}$	$61,1^{+6,1}_{-6,1}$	74	$1,21 \pm 0,12$

TAB. 6.1 – Nombre d'événements obtenus après sélection dans le canal diélectron

	$Z \rightarrow \tau\tau$	Dibosons	Faux électrons	Faux muons	$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell jj$	Attendus	Obs.	$\frac{Donnes}{MC}$
Inclusif	$3\,111,1^{+266,0}_{-266,0}$	$460,1^{+40,4}_{-40,4}$	$413,2^{+188,0}_{-188,0}$	-	$275,1^{+42,4}_{-42,4}$	$4\,259,5^{+351,1}_{-351,1}$	4 511	$1,06 \pm 0,09$
$N_{jets}=1$	$391,6^{+33,2}_{-33,2}$	$63,2^{+5,6}_{-5,6}$	$111,2^{+53,9}_{-53,9}$	$11,7^{+2,7}_{-2,4}$	$71,2^{+11,0}_{-11,0}$	$648,8^{+67,0}_{-67,0}$	695	$1,07 \pm 0,11$
$H_T \geq 105$ GeV	$40,9^{+3,9}_{-3,9}$	$20,7^{+1,9}_{-1,9}$	$21,4^{+10,5}_{-10,4}$	$3,8^{+1,2}_{-1,0}$	$52,1^{+8,0}_{-8,0}$	$139,0^{+14,7}_{-14,7}$	150	$1,08 \pm 0,11$

TAB. 6.2 – Nombre d'événements obtenus après sélection dans le canal électron-muon avec exactement 1 jet

	$Z \rightarrow \tau\tau$	Dibosons	Faux électrons	Faux muons	$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell jj$	Attendus	Obs.	$\frac{Donnes}{MC}$
Inclusif	$3111,1^{+266,0}_{-266,0}$	$460,1^{+40,4}_{-40,4}$	$413,2^{+188,0}_{-188,0}$	-	$275,1^{+18,2}_{-18,1}$	$4\,259,5^{+349,1}_{-349,1}$	4 511	$1,06 \pm 0,09$
$N_{jets} \geq 1$	$449,0^{+53,1}_{-44,6}$	$74,9^{+9,0}_{-7,4}$	$143,3^{+68,2}_{-68,1}$	$15,2^{+3,2}_{-2,9}$	$268,8^{+18,0}_{-17,9}$	$951,2^{+96,9}_{-90,6}$	1 033	$1,09 \pm 0,11$
$N_{jets} \geq 2$	$57,4^{+10,7}_{-7,3}$	$11,6^{+1,7}_{-1,5}$	$32,0^{+14,7}_{-14,7}$	$3,6^{+1,8}_{-1,6}$	$197,6^{+15,2}_{-15,1}$	$302,3^{+27,7}_{-25,7}$	338	$1,12 \pm 0,10$
$H_T \geq 110$ GeV	$30,3^{+3,9}_{-3,7}$	$8,6^{+1,1}_{-1,1}$	$18,3^{+8,5}_{-8,4}$	$4,4^{+1,6}_{-1,2}$	$191,5^{+14,8}_{-14,7}$	$253,1^{+19,9}_{-19,6}$	281	$1,11 \pm 0,09$

TAB. 6.3 – Nombre d'événements obtenus après sélection dans le canal électron-muon avec exactement 2 jets

	$Z \rightarrow \ell\ell$	Dibosons	Faux muons	$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell jj$	Attendus	Observés	$\frac{Donnes}{MC}$
Inclusif	$351\,534,3^{+3\,3782,0}_{-33\,928,1}$	$507,2^{+46,3}_{-45,1}$	-	$142,5^{+10,3}_{-10,3}$	$352\,183,9^{+38\,754,7}_{-34\,780,4}$	348 655	$0,99 \pm 0,10$
$N_{jets} \geq 1$	$48\,967,4^{+5\,055,1}_{-4\,437,1}$	$231,9^{+20,9}_{-20,3}$	$86,9^{+4,8}_{-4,7}$	$139,7^{+10,1}_{-10,0}$	$49\,425,9^{+5\,433,0}_{-4\,769,1}$	46 260	$0,94 \pm 0,10$
$N_{jets} \geq 2$	$6\,009,9^{+581,8}_{-498,4}$	$106,6^{+9,5}_{-9,2}$	$29,5^{+2,7}_{-2,6}$	$107,0^{+7,7}_{-7,7}$	$6\,252,9^{+683,6}_{-587,4}$	6 614	$1,06 \pm 0,11$
$E_T \geq 40$ GeV	$356,0^{+7,8}_{-6,7}$	$12,9^{+0,5}_{-0,4}$	$15,8^{+1,9}_{-1,7}$	$80,6^{+4,4}_{-4,3}$	$465,4^{+12,2}_{-10,9}$	513	$1,10 \pm 0,03$
$\sigma(E_T) \geq 5$	$67,3^{+7,2}_{-6,1}$	$5,1^{+0,4}_{-0,4}$	$7,6^{+1,2}_{-1,1}$	$59,8^{+4,2}_{-4,2}$	$139,8^{+11,0}_{-10,3}$	144	$1,03 \pm 0,08$

TAB. 6.4 – Nombre d'événements obtenus après sélection dans le canal dimuon

6.1.6 Distributions de contrôle

Pour vérifier qu'il n'y a pas de désaccord flagrant entre les données et les simulations, il est intéressant de construire les distributions de plusieurs variables pour les événements sélectionnés. Ces distributions sont présentées dans la figure 6.5, où tous les canaux et les Run IIa et b ont été combinés. L'accord obtenu est satisfaisant pour toutes ces distributions de contrôle.

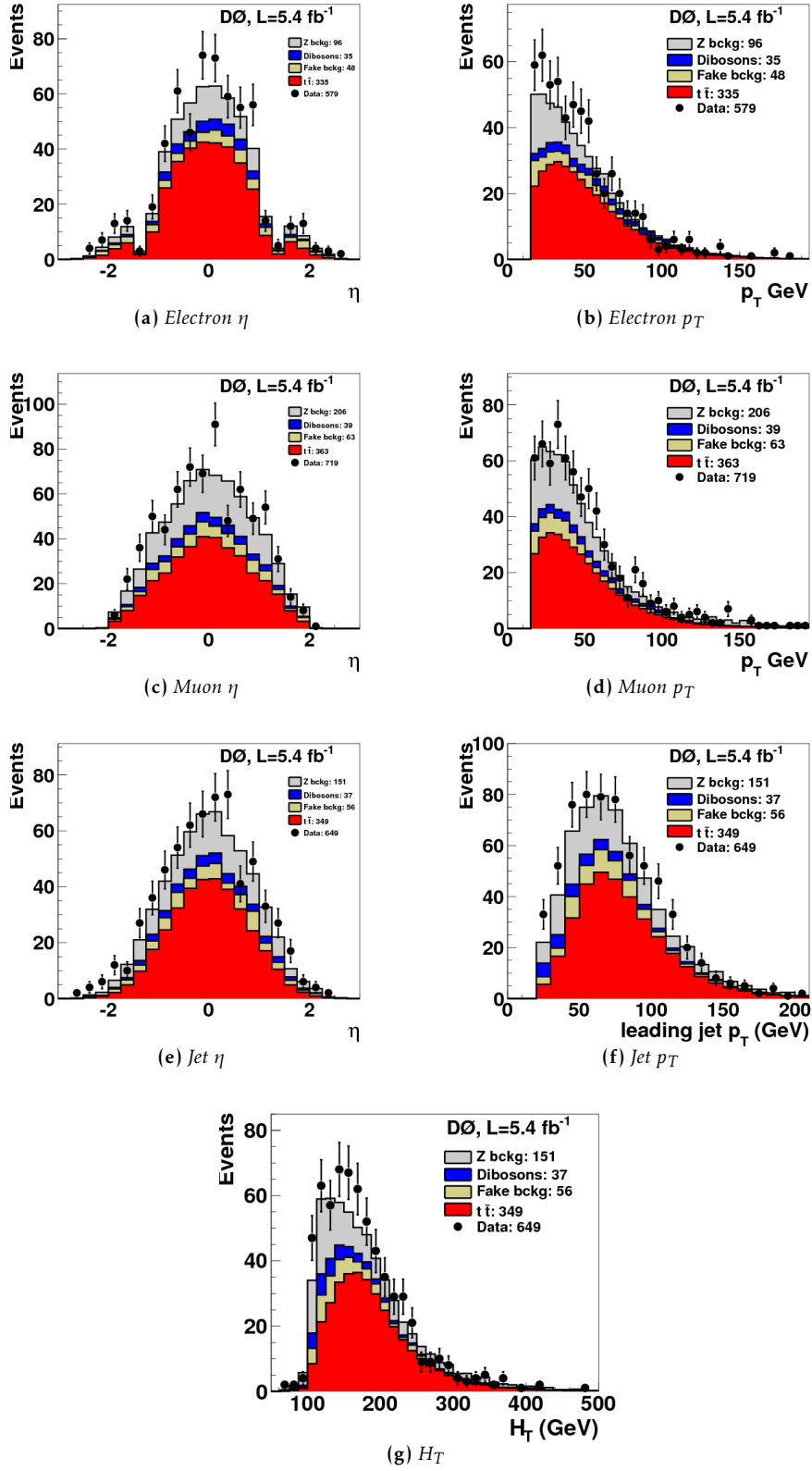


FIG. 6.5 – Distributions de contrôle pour la combinaison des quatre canaux et des Run IIa et Run IIb.

6.2 Mesure de la section efficace par la méthode de comptage

6.2.1 Méthode

La manière la plus simple de mesurer une section efficace est d'effectuer un comptage du nombre d'événements : le nombre d'événements de bruit de fond estimé est soustrait au nombre d'événements sélectionnés dans les données, et on obtient ainsi le nombre d'événements estimé de paires $t\bar{t}$ produites. La section efficace est calculée en divisant ce nombre par l'efficacité de sélection et la luminosité intégrée correspondant aux données. Le nombre d'événements contenant des paires $t\bar{t}$ sélectionnés dans un échantillon peut s'écrire :

$$N_{t\bar{t} \rightarrow ll} = \epsilon \mathcal{L} \sigma_{t\bar{t}} \mathcal{B}(t\bar{t} \rightarrow ll)$$

et

$$N_{t\bar{t} \rightarrow ll} = N_{\text{données}} - N_{bdf},$$

où ϵ est l'efficacité de sélection, \mathcal{L} est la luminosité intégrée, $N_{\text{données}}$ est le nombre d'événements dans les données et N_{bdf} est le nombre d'événements de bruit de fond après sélection. On a donc :

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N_{\text{données}} - N_{bdf}}{\epsilon \mathcal{L} \mathcal{B}(t\bar{t} \rightarrow ll)}.$$

La précision de mesure dans le canal dileptonique a longtemps été limitée par l'erreur statistique. Dans l'analyse des données correspondant à une luminosité intégrée de $5,4 \text{ fb}^{-1}$, c'est l'erreur systématique qui est maintenant la plus élevée. Pour augmenter la précision de mesure il faut donc diminuer ces erreurs. Une stratégie possible est d'utiliser une information supplémentaire sur les événements provenant de l'identification des jets de quarks b . C'est la méthode que nous décrirons dans la partie 6.3.

6.2.2 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sur la mesure proviennent principalement des incertitudes sur la reconstruction des objets et sur les corrections des simulations décrites dans le chapitre 5. Elles sont décrites ici une à une.

Luminosité La mesure de la luminosité a été décrite dans la partie 4.2.6. Nous savons que celle-ci repose sur la connaissance de la section efficace inélastique $p\bar{p}$. L'incertitude sur la mesure de la luminosité est dominée par l'incertitude sur cette section efficace, mais comprend également l'incertitude sur l'acceptance et l'efficacité du détecteur de luminosité. Elle est évaluée à 6,1%, mais pourrait être réduite à 4,2% dans les prochains mois, grâce à un travail sur l'estimation des différents paramètres utilisés pour la mesure [27]. Cette incertitude est appliquée de manière corrélée au nombre d'événements de bruit de fond estimé, et à la luminosité intégrée utilisée pour calculer la section efficace.

Statistique des événements simulés Une incertitude systématique est liée au nombre limité d'événements Monte-Carlo utilisés pour simuler le bruit de fond, notamment après toutes les coupures appliquées. Cette erreur est de 3 à 15% en fonction du type de bruit de fond.

Rapport d'embranchement $W \rightarrow l$ Pour calculer la section efficace, on utilise le taux d'embranchement $\mathcal{B}(t\bar{t} \rightarrow ll)$. Celui-ci peut s'écrire : $\mathcal{B}(t\bar{t} \rightarrow ll) = \mathcal{B}(t \rightarrow Wb)^2 \mathcal{B}(W \rightarrow l)^2$. Dans la mesure de section efficace présentée, on suppose que $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb) = 1$. La mesure que nous présenterons dans la section 6.3 consiste à extraire ce taux d'embranchement.

Le taux d'embranchement $\mathcal{B}(W \rightarrow l)$ est de : $\mathcal{B}(W \rightarrow l) = 10,80 \pm 0,09\%$ [28]. Les électrons ou muons peuvent aussi être créés par l'intermédiaire d'un τ . Les taux d'embranchement dans ce

cas sont de : $\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\nu_e) = 17,85 \pm 0,05\%$ et $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\nu_\mu) = 17,36 \pm 0,05\%$. Finalement, on obtient : $\mathcal{B}(t\bar{t} \rightarrow ll) = 5,63 \pm 0,08\%$, et l'erreur sur ce taux est propagée au nombre d'événements simulés.

Sections efficaces théoriques des processus mis en jeu Tous les processus sont générés par ALPGEN ou PYTHIA à l'ordre des arbres. Le nombre d'événements de bruit de fond est ensuite corrigé par la valeur des sections efficaces calculées au deuxième ordre pour la production de dibosons et au troisième ordre pour la production de Z. Les incertitudes théoriques sur ces sections efficaces sont prises en compte pour l'évaluation du bruit de fond. Elles sont de 4% pour le bruit de fond Z et de 7% pour le bruit de fond dibosons.

Qualité des données Lorsque les données ne satisfont pas aux critères de qualité sur l'état du détecteur au moment où celles-ci sont enregistrées, elles sont retirées des échantillons analysables. Une étude a été menée pour voir si la proportion des données retirée est plus grande dans les événements de signal que dans les événements de bruit de fond. Une erreur de 0,5% sur le nombre d'événements de signal et de bruit de fond est attribuée pour prendre en compte d'éventuels effets de ce type.

Distribution en z des vertex Nous avons vu dans la section 5.3.2 que la distribution des vertex le long de l'axe z doit être corrigée. Une incertitude liée à cette correction est prise en compte dans notre analyse. Pour l'évaluer, deux paramétrisations différentes de la distribution en position des vertex selon l'axe z ont été utilisées, et la différence obtenue dans la sélection est définie comme incertitude. Elle est de l'ordre de 0,5% et est appliquée au signal et aux bruits de fond simulés.

Correction de la luminosité instantanée Nous avons vu dans la section 5.3.1 qu'une pondération est appliquée aux événements simulés pour que les profils en luminosité instantanée entre données et simulation soient en accord. Lors de cette procédure, certains événements peuvent acquérir des poids élevés. Pour éviter des fluctuations statistiques trop importantes dans les Monte-Carlo, une limite supérieure sur ces poids est fixée. L'impact de ce choix est estimé en réévaluant l'efficacité de sélection lorsqu'aucune limite n'est fixée sur les poids. La différence est négligeable, et aucune erreur systématique n'est considérée pour cette correction.

Système de déclenchement Nous avons vu que les événements des canaux diélectron et dimuon sont utilisés dans notre analyse seulement s'ils ont déclenché un terme lié aux électrons ou aux muons. Le système de déclenchement n'étant pas simulé à D0, une correction est appliquée sous forme de pondération des événements simulés pour prendre en compte le fait que l'efficacité de déclenchement est inférieure à 100%. Les efficacités de déclenchement sont estimées par la méthode de leptons témoins et leptons tests en utilisant des événements Z dans les données. Ces mesures souffrent d'incertitudes liées à la statistique limitée utilisée pour les estimer.

Pour prendre en compte l'effet de dépendance en énergie ou en pseudorapidité qui pourraient affecter plus particulièrement notre échantillon de signal nous avons estimé des incertitudes supplémentaires sur ces efficacités de déclenchement. Dans l'analyse standard les deux leptons peuvent déclencher l'enregistrement de l'événement. Dans les canaux diélectron et dimuon, nous avons considéré les événements où un seul lepton, choisi aléatoirement, est autorisé à déclencher l'enregistrement. Les nombres d'événements dans les données et les simulations sont ensuite comparés dans les deux cas. Si l'on suppose que les efficacités de déclenchement des deux leptons peuvent être factorisées, on peut obtenir une estimation de ces efficacités. On note $\epsilon_{MC}^{(1)}$ l'efficacité de déclenchement sur un lepton, et $\epsilon_{MC}^{(2)}$ l'efficacité lorsque les deux leptons peuvent déclencher l'enregistrement dans la simulation. Ces efficacités sont notées de manière similaire $\epsilon_D^{(1)}$ et $\epsilon_D^{(2)}$ dans les données. Le nombre d'événements Monte-Carlo après sélection finale lorsque le déclenchement peut être provoqué par un seul lepton est noté $N_{MC}^{(1)}$, et $N_{MC}^{(2)}$ lorsqu'il peut être

provoqué par les deux leptons. Ils sont notés similairement $N_D^{(1)}$ et $N_D^{(2)}$ dans les données. On définit les rapports suivants :

$$R_D = \frac{N_D^{(2)}}{N_D^{(1)}} = \frac{\epsilon_D^{(2)}}{\epsilon_D^{(1)}},$$

$$R_{MC} = \frac{N_{MC}^{(2)}}{N_{MC}^{(1)}} = \frac{\epsilon_{MC}^{(2)}}{\epsilon_{MC}^{(1)}}.$$

On peut écrire :

$$\begin{aligned}\epsilon_{MC}^{(2)} &= 1 - (1 - \epsilon_{MC}^{(1)})^2 \\ &= \epsilon_{MC}^{(1)}(2 - \epsilon_{MC}^{(1)}), \\ \frac{\epsilon_{MC}^{(2)}}{\epsilon_{MC}^{(1)}} &= 2 - \epsilon_{MC}^{(1)} = R_{MC}.\end{aligned}$$

et de manière similaire dans les données. On peut ainsi extraire $\epsilon_D^{(1)}$ et $\epsilon_{MC}^{(1)}$ en connaissant R_D et R_{MC} .

Dans le canal diélectron la différence des efficacités entre données et Monte-Carlo est négligeable et aucune incertitude liée au système de déclenchement n'est attribuée dans ce canal. Dans le canal dimuon, cette différence est de 6%, et nous prenons cette valeur comme incertitude sur le signal et les bruits de fond simulés.

Dans le canal électron-muon, tous les événements enregistrés sont utilisés, et l'efficacité totale de déclenchement doit prendre en compte tous les termes existants. On suppose que cette efficacité de déclenchement est de 100%. Pour estimer l'impact sur notre mesure d'une efficacité réelle plus faible, le nombre d'événements dans les données et les simulations sont comparés lorsque seule la liste de déclenchement sur les électrons ou sur les muons est appliquée. Le rapport du nombre d'événements dans les données sur les simulations change d'environ 4% lorsque seuls les électrons peuvent déclencher l'enregistrement, et cette valeur est attribuée comme incertitude sur le nombre d'événements du le canal électron-muon.

Coupure en Δz Une des étapes de la sélection est une coupure sur la distance de moindre approche séparant les deux leptons selon l'axe z . L'efficacité de cette coupure étant différente dans les Monte-Carlo et dans les données, une erreur lui est attribuée. Elle est calculée séparément dans les canaux diélectron et dimuon. Dans chacun de ces canaux, on sélectionne les événements contenant deux leptons, sans appliquer la coupure, et sans sélection sur le nombre de jets. La distribution en masse invariante est ajustée pour estimer la contribution d'événements provenant de bosons Z et d'autres bruits de fond. La coupure en Δz est ensuite appliquée, le nombre d'événements $Z \rightarrow ll$ est à nouveau estimé, et l'efficacité de la coupure est ainsi estimé. Cette procédure est appliquée dans les simulations et dans les données, et la différence d'efficacités est attribuée comme erreur. Pour le canal électron-muon, les erreurs des canaux diélectron et dimuon sont moyennées. Cette incertitude est de l'ordre de 0,2% sur le signal et le bruit de fond simulé.

Mauvaise identification de la charge des leptons Dans notre sélection nous choisissons des événements dont les deux leptons sont de charges opposées. Le taux de mauvaise identification de la charge des leptons étant plus grand dans les données que dans les simulations, une étude a été menée pour estimer l'impact de cette différence sur le nombre d'événements final. Pour cela nous choisissons des événements où les deux leptons ont une masse invariante autour de la masse du Z . Nous ajustons la courbe en masse invariante dans les données et les Monte-Carlo pour estimer le nombre d'événements $Z \rightarrow ll$ dans deux cas : lorsque les deux leptons sont de même signe,

et lorsqu'ils sont de signe opposé. On obtient ainsi le taux de mauvaise identification dans les données et les simulations. Pour les électrons cette étude est réalisée séparément dans l'EC et le CC, et l'incertitude obtenue est d'un peu moins de 2% dans le canal diélectron, et de 1% dans le canal électron-muon. La même étude a été réalisée pour les muons et a montré que la différence entre données et simulations est négligeable.

Identification, échelle d'énergie et précision de la mesure de l'énergie des électrons et muons L'efficacité de reconstruction des leptons est calculée séparément dans les données et dans les simulations, et une correction est appliquée aux événements simulés pour prendre en compte la différence entre les deux. Ces efficacités sont dépendantes de la topologie de l'événement et les dépendances principales sont prises en compte. Une incertitude permet de couvrir l'imprécision d'estimation des efficacités et les effets de dépendances qui ne seraient pas prises en compte. Les incertitudes sur ces corrections sont propagées au nombre d'événements de signal et de bruit de fond après sélection. L'incertitude totale est de 3,5% pour un électron, et de 1,5% pour un muon.

De la même manière, une correction est appliquée aux simulations pour prendre en compte la différence d'échelle d'énergie et de précision sur la mesure de l'énergie des leptons (que nous avons décrites dans la partie 5.2.4). Des incertitudes correspondant à ces corrections sont appliquées au signal et au bruit de fond simulé. Elles sont négligeables dans le cas des électrons, et d'environ 1% pour les muons.

Identification, échelle d'énergie et précision de la mesure de l'énergie des jets Comme dans le cas des leptons, les efficacités de reconstruction des jets dans les données et les simulations sont différentes, et les simulations subissent une correction. Nous avons décrit dans la partie 5.2.3. c la procédure JES qui consiste à corriger l'énergie des jets dans les événements Monte-Carlo et dans les données, ainsi que la procédure JSSR qui corrige la résolution en énergie des jets. Chacune de ces procédures comporte une incertitude qui a été décrite dans la partie 5.2.3. a. Elles sont ici prises en compte en modifiant chacun des paramètres par son incertitude dans les simulations. Ces deux incertitudes varient entre 1 et 8% en fonction du processus.

Une incertitude est également prise en compte pour la confirmation de vertex des jets. Elle est de l'ordre de 5% et est appliquée au signal et aux bruits de fond simulés.

Echelle d'énergie des jets issus de quarks b Les gerbes des jets issus de quarks b et de quarks légers étant différentes, la correction apportée à l'énergie mesurée n'est pas la même dans les deux cas. Une étude a montré que la réponse en énergie des jets est plus faible de 1,8% pour un jet issu d'un quark b que d'un quark léger. Au moment de l'analyse, la simulation utilisée ne prenait pas en compte cette différence et celle-ci est donc propagée au signal et considérée comme une incertitude.

Fonction de fragmentation du quark b Cette fonction de fragmentation permet de décrire la fraction de l'impulsion du quark b emportée par le hadron beau. Celle-ci peut être paramétrisée de différentes manières ce qui peut conduire à des différences d'acceptance dans l'échantillon de signal. Pour estimer l'impact de ces différences dans notre analyse, trois paramétrisations différentes sont utilisées :

- la paramétrisation par défaut de PYTHIA ;
- la paramétrisation AOD déterminée à partir des expériences du LEP ;
- la paramétrisation SLD utilisant les données de l'expérience du même nom.

La paramétrisation donnant la plus grande différence avec celle implémentée par défaut dans PYTHIA est utilisée. De cette manière, on obtient environ 2% d'incertitude sur le signal et le bruit de fond simulé.

Modélisation du signal Sous ce terme sont regroupées plusieurs erreurs systématiques liées aux limitations des générateurs Monte-Carlo utilisés dans la simulation de la production de paires $t\bar{t}$. Celles que l'on cherche à prendre en compte sont liées à la recombinaison de couleur, aux radiations dans l'état initial et final, aux ordres supérieurs, et à l'hadronisation.

Lors d'une collision proton-antiproton, les partons n'ayant pas participé à l'interaction dure peuvent interagir entre eux pour former « l'événements sous-jacent ». Des modèles tentent de décrire les interactions qui peuvent avoir lieu entre cet événement sous-jacent et les objets créés lors de l'interaction dure. Le phénomène de recombinaison de couleur peut notamment intervenir. Pour estimer son effet et l'imprécision liée au choix d'un modèle particulier, deux ensembles de paramètres du générateur PYTHIA sont utilisés : les « réglages » Apro et ACRpro [29]. Cette incertitude a été évaluée dans le canal électron-muon et propagée aux deux autres canaux.

Les radiations dans l'état initial et final sont décrites par des modèles dont les paramètres doivent être ajustés aux données, en utilisant par exemple des distributions de recul du boson Z dans des événements Z+jets. Pour estimer l'incertitude liée à ce choix, les paramètres de PYTHIA sont modifiés pour augmenter et diminuer la quantité de radiations à l'intérieur des erreurs statistiques sur les données utilisées pour ajuster ces paramètres [29].

Le générateur ALPGEN, utilisé pour la simulation de la production de paires $t\bar{t}$ utilise des éléments de matrice à l'ordre des logarithmes dominants. Il est important d'estimer l'impact qu'auraient la prise en compte des ordres suivants dans la simulation. Pour cela, le générateur MC@NLO est utilisé (et interfacé avec le générateur HERWIG pour l'hadronisation), et les résultats sont comparés avec ceux obtenus avec ALPGEN interfacé avec PYTHIA. Il est également intéressant de noter que les générateurs PYTHIA et HERWIG utilisent des modèles différents pour décrire le phénomène d'hadronisation. Cette comparaison permet donc de prendre en compte les deux effets.

L'incertitude totale correspondant à ces effets est de 3,2% sur le signal.

Fonctions de densité de partons Les fonctions de densité de partons (PDF) correspondent à la probabilité d'avoir dans un proton (ou antiproton) un parton avec une fraction d'impulsion donnée. Elles sont déterminées à partir des résultats d'un ensemble d'expériences, en particulier H1 et ZEUS mais également D0 et CDF. Plusieurs groupes utilisent les données disponibles pour en extraire les PDF, et obtiennent des résultats compatibles mais pas toujours identiques. Chaque groupe fournit également, pour chaque paramètre, les incertitudes correspondantes. Ce sont les PDF du groupe CTEQ [30] qui sont utilisées à D0, et qui dépendent de 20 paramètres. Pour obtenir l'erreur totale provenant des PDF, on ajoute quadratiquement les différences obtenues en modifiant un à un chacun de ces paramètres par son erreur. On obtient 0,3% d'erreur sur le signal, et autour de 3% pour le bruit de fond. Cette différence entre les incertitudes pour le signal et le bruit de fond vient du fait que tous les processus ne font pas appel aux mêmes régions en énergie des PDF.

Bruit de fond Z Le bruit de fond provenant du processus de production du boson Z et du Drell-Yan souffre de plusieurs incertitudes. Nous avons déjà cité l'incertitude théorique sur la section efficace, qui est de 4% pour le Z. Nous avons également mentionné dans la partie 5.3 que le spectre de l'impulsion transverse du Z n'est pas bien modélisé dans les simulations. Cette mauvaise modélisation entraîne une différence dans les distributions après sélection sur le nombre de jets. Il est important de connaître l'impact de cet effet sur notre analyse, mais celui-ci est difficile à évaluer. Pour l'estimer, nous avons choisi de calculer le rapport du nombre d'événements dans les données et les simulations avant et après la coupure sur le nombre de jets, et de prendre la différence comme incertitude sur le bruit de fond Z. Cette différence a été évaluée séparément dans chaque canal, et la plus grande différence est prise comme incertitude dans chaque période. L'incertitude attribuée à ce bruit de fond Z est de 11% dans le Run IIa et 7% dans le Run IIb.

Bruit de fond instrumental Nous avons présenté la méthode d'évaluation du bruit de fond instrumental dans la partie 6.1.4. Nous voulons ici estimer les incertitudes sur les nombres d'événements obtenus.

Pour l'estimation du nombre de faux électrons, on prend en compte l'incertitude statistique sur l'ajustement de la fonction de vraisemblance, ainsi qu'une incertitude systématique provenant des paramètres utilisés pour l'ajustement (prenant en compte notamment la dépendance en impulsion transverse). Pour prendre en compte cette dernière, on attribue une incertitude au nombre d'événements obtenus dans le CC de 50%, et 100% dans l'EC.

Pour l'estimation du nombre de faux muons, on prend en compte les incertitudes statistiques sur le taux de fausse isolation du muon, et sur le nombre d'événements dans l'échantillon de muons non isolés.

A titre d'exemple, une table de la valeur des erreurs systématiques correspondant au canal électron-muon pour le Run IIb est présentée (table 6.5). Les erreurs sont détaillées pour le signal et chaque type de bruit de fond.

	$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell jj$, %		$Z \rightarrow \ell\ell$, %		$Z+HF$, %		Dibosons, %		Faux e , %		Faux μ , %		Total, pb	
	$+\sigma$	$-\sigma$	$+\sigma$	$-\sigma$	$+\sigma$	$-\sigma$	$+\sigma$	$-\sigma$	$+\sigma$	$-\sigma$	$+\sigma$	$-\sigma$	$-\sigma$	$+\sigma$
stat. MC	0,43	-0,43	9,11	-9,11	12,08	-12,08	3,84	-3,84					-0,09	0,09
DQ	0,50	-0,50	0,50	-0,50	0,50	-0,50	0,50	-0,50					-0,05	0,05
$B(W \rightarrow \ell)$	1,70	-1,70											-0,15	0,15
trigger	3,60	-3,60	3,60	-3,60	3,60	-3,60	3,60	-3,60					-0,37	0,37
Electron ID	3,50	-3,50	3,81	-3,81	3,81	-3,81	3,42	-3,42					-0,36	0,36
Muon ID	1,44	-1,44	1,44	-1,44	1,44	-1,44	1,44	-1,44					-0,15	0,15
Δz	0,17	-0,17	0,17	-0,17	0,17	-0,17	0,17	-0,17					-0,02	0,02
charges	0,90	-0,90	0,90	-0,90	0,90	-0,90	0,90	-0,90					-0,09	0,09
hadronisation	2,80	-2,80											-0,25	0,25
reconn. couleur	1,30	-1,30											-0,12	0,12
ISR/FSR	0,70	-0,70											-0,06	0,06
JES	1,57	-1,47	6,45	-7,58	7,32	-4,08	6,64	-5,24					-0,23	0,22
JER	0,69	-0,43	2,96	-3,98	10,30	0,69	3,09	-3,54					-0,11	0,08
b-JES	0,63	-0,63											-0,06	0,06
Jet ID	0,42	-0,42	-0,00	0,00	0,47	-0,47	0,44	-0,44					-0,04	0,04
conf. de vertex	4,43	-4,43	4,91	-4,91	9,45	-9,45	5,68	-5,68					-0,47	0,47
z vertex	0,51	-0,51	0,59	-0,59	0,48	-0,48	0,70	-0,70					-0,05	0,05
b frag	1,78	-1,78	-0,00	0,00	3,56	-3,56	-0,09	0,09					-0,16	0,16
résolution μ	-0,59	0,05	0,46	0,00	1,69	0,45	0,10	0,00					0,05	-0,01
PDF	0,28	-0,42	6,43	-4,98	5,50	-3,92	0,81	-0,61					-0,09	0,09
norm. du Z			7,00	-7,00	7,00	-7,00							-0,07	0,07
$\sigma(\text{diboson})$							7,00	-7,00					-0,02	0,02
erreur stat. QCD									13,68	-12,43	46,43	-34,35	-0,10	0,08
erreur syst. QCD									45,79	-45,79			-0,25	0,25
taux faux muons											6,70	-6,70	-0,01	0,01
Total	8,28	-8,22	16,70	-16,89	22,82	-19,00	13,37	-12,84	47,79	-47,45	46,91	-35,00	0,90	-0,89

TAB. 6.5 – Table détaillée de la contribution des différentes erreurs systématiques sur le résultat du canal électron-muon pour le Run IIb. Les erreurs sont présentées en pourcentage du nombre d'événements attendus de chaque processus. Dans les deux dernières colonnes, les erreurs sont présentées en pb sur la section efficace mesurée. DQ représente l'incertitude sur la qualité des données, JES sur l'échelle d'énergie des jets, JER sur la précision sur la mesure de l'énergie des jets.

Dans la suite, les erreurs seront présentées rassemblées en différentes catégories :

- toutes les incertitudes sur l'identification et la résolution en énergie des leptons sont rassemblés dans les catégories « identification des muons » et « identification et résolution des électrons » ;
- les incertitudes sur l'échelle en énergie des jets légers et des jets de b et sur leur résolution en énergie sont rassemblées dans la catégorie « échelle d'énergie des jets » ;
- la catégorie « reconstruction et identification des jets » comprend les incertitudes sur la confirmation de vertex et l'identification des jets ;
- les incertitudes sur la normalisation du Z et la section efficace de production des dibosons

- sont rassemblées dans la catégorie « normalisation du bruit de fond » ;
- la catégorie « modélisation du signal » comprend toutes les incertitudes déjà décrites sur la simulation des événements $t\bar{t}$ ainsi que les incertitudes sur les PDF ;
 - la catégorie « autres » comprend les incertitudes sur la qualité des données, la distribution des vertex sur l'axe z , la coupure en Δz sur les leptons et la mauvaise identification de la charge des leptons.

6.2.3 Traitement des incertitudes

Deux traitements différents des incertitudes sont appliqués pour obtenir les résultats qui seront présentés dans la suite.

Traitement standard La méthode standard consiste à faire une première mesure de la valeur centrale de la section efficace, puis à propager chacune des incertitudes au résultat final. Pour chaque incertitude, le nouveau résultat est comparé à la valeur centrale et la différence est prise comme incertitude systématique. Les incertitudes sont ensuite sommées en prenant en compte leurs corrélations pour obtenir l'incertitude finale. Ces corrélations sont supposées être soit de 100%, dans ce cas les incertitudes sont sommées linéairement, soit de 0% et les incertitudes sont alors sommées en quadrature.

Méthode des paramètres de nuisance La méthode des paramètres de nuisance a pour but de contraindre les erreurs systématiques en prenant en compte les données. Pour chaque incertitude, un paramètre dit « de nuisance » est introduit, qui peut faire changer la valeur centrale mesurée. Ce paramètre noté ν_l varie suivant une loi gaussienne, de moyenne nulle et de largeur correspondant à la taille de l'incertitude (notée ici SD) estimée comme décrit dans la section précédente. La loi gaussienne est notée $\mathcal{G}(\nu_l; 0, SD)$. Il est par exemple possible que les données soient compatibles avec une échelle d'énergie des jets plus haute que la valeur centrale. Dans ce cas, le paramètre de nuisance associé à l'échelle d'énergie est supérieur à zéro et la mesure est légèrement modifiée. On suppose donc que la valeur nominale de l'échelle d'énergie des jets doit être augmentée de $\nu_l \sigma_{JES}$ et l'incertitude systématique qui y est liée est diminuée puisque la valeur centrale a été modifiée.

Avec cette méthode des paramètres de nuisance, on peut en principe réduire l'incertitude totale et prendre en compte des biais associés aux différentes erreurs systématiques. La mesure est alors réalisée par la minimisation d'une fonction de vraisemblance définie, dans le cas de la mesure de la section efficace comme :

$$\mathcal{L} = \prod_{k=1}^{N_{ch}} P(n_k, \mu_k(\sigma_{t\bar{t}}, \nu_l)) \prod_l \mathcal{G}(\nu_l; 0, SD). \quad (6.4)$$

Les N_{ch} canaux de désintégration sont repérés par l'indice k . Le nombre d'événements observés est noté n_k , et le nombre d'événements attendus pour une section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ est noté μ_k .

6.2.4 Résultats

Avec la méthode de comptage décrite précédemment, et les nombres d'événements obtenus après sélection présentés dans les tables 6.1 à 6.4, on obtient les sections efficaces suivantes dans chacun des canaux :

$$\begin{aligned}
 ee : \sigma_{t\bar{t}} &= 9,35^{+1,46}_{-1,35} \text{ (stat.) }^{+1,32}_{-1,23} \text{ (syst.) pb} \\
 e\mu \text{ 1 jet} : \sigma_{t\bar{t}} &= 9,01^{+1,79}_{-1,69} \text{ (stat.) }^{+2,76}_{-2,54} \text{ (syst.) pb} \\
 e\mu \text{ 2 jets} : \sigma_{t\bar{t}} &= 8,57^{+0,66}_{-0,64} \text{ (stat.) }^{+1,03}_{-0,97} \text{ (syst.) pb} \\
 \mu\mu : \sigma_{t\bar{t}} &= 7,65^{+1,52}_{-1,44} \text{ (stat.) }^{+2,08}_{-2,06} \text{ (syst.) pb.}
 \end{aligned}$$

La mesure dans chacun des canaux est compatible avec la valeur prédite par le modèle standard, mais les erreurs statistiques sur certains de ces canaux sont très élevées. Il est donc intéressant de les combiner. Pour cela, on cherche à minimiser la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L} = \prod_{k=1}^4 P(n_k, \mu_k(\sigma_{t\bar{t}})), \quad (6.5)$$

où l'indice k parcourt les quatre canaux, n_k est le nombre d'événements observés et ν_k est le nombre d'événements attendus.

On obtient le résultat suivant :

$$\sigma_{t\bar{t}} = 8,62^{+0,53}_{-0,51} \text{ (stat.) }^{+1,20}_{-1,12} \text{ (syst.) pb.}$$

En utilisant la méthode des paramètres de nuisance, l'incertitude relative passe de 15% à 13%, et on obtient le résultat suivant :

$$\sigma_{t\bar{t}} = 8,67^{+1,19}_{-1,04} \text{ (stat.+syst.) pb.}$$

La table 6.6 présente le détail des incertitudes systématiques sur le résultat combiné avec la méthode standard. Ces résultats sont donc compatibles avec les mesures prédites de section efficace de production de paires $t\bar{t}$. Les incertitudes peuvent toutefois être encore réduites en utilisant la méthode que nous allons décrire dans la partie suivante et la méthode des paramètres de nuisance.

Résumé des erreurs systématiques sur la section efficace				
Source	$+\sigma$	$-\sigma$	$+\sigma/\text{central}$	$-\sigma/\text{central}$
Identification des muons	0,144	-0,139	0,017	-0,016
Identification et résolution des électrons	0,333	-0,317	0,039	-0,037
Modélisation du signal	0,416	-0,407	0,048	-0,047
Triggers	0,259	-0,251	0,030	-0,029
Echelle en énergie des jets	0,183	-0,191	0,021	-0,022
Reconstruction et identification des jets	0,346	-0,357	0,040	-0,041
Normalisation du bruit de fond	0,424	-0,408	0,049	-0,047
Bruit de fond instrumental	0,347	-0,331	0,040	-0,038
Luminosité	0,769	-0,677	0,089	-0,079
Autres	0,128	-0,126	0,015	-0,015
Erreur systématique totale	1,197	-1,124	0,139	-0,130

TAB. 6.6 – Détail des sources d'incertitudes systématiques sur la mesure de la section efficace combinée dans les trois canaux dileptoniques en utilisant la méthode standard de traitement des incertitudes.

6.3 Mesure simultanée de la section efficace et du rapport R_b

Dans le modèle standard la probabilité que le quark top se désintègre en un boson W et un quark b est de près de 100%, ce que nous avons utilisé dans la mesure précédente de la section efficace. Le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)$ est égal à $|V_{tb}|^2$. La section efficace de production du quark top célibataire étant directement proportionnelle à V_{tb} , sa mesure permet d'en déduire $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)$. Dans le cas de la production de paires de quarks $t\bar{t}$, il est possible de mesurer le rapport des taux d'embranchement :

$$R_b = \frac{\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)}{\mathcal{B}(t \rightarrow Wq)}, \quad (6.6)$$

où $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)$ est le taux d'embranchement de t en Wb , et $\mathcal{B}(t \rightarrow Wq)$ est le taux d'embranchement de t en Wq , où q est un quark d , s ou b . En utilisant les éléments de la matrice CKM, on peut écrire :

$$R_b = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2}. \quad (6.7)$$

En supposant que les familles de quarks sont au nombre de trois et que la matrice CKM est unitaire, on obtient : $|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1$, et ainsi $R_b = |V_{tb}|^2$. Sous ces conditions, la mesure de R_b permet donc de mesurer $|V_{tb}|$.

Les valeurs mesurées de $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$ sont très petites. Avec les hypothèses précédentes sur la matrice CKM, on contraint très fortement la valeur de $|V_{tb}|$: $|V_{tb}| = 0,999152^{+0,000030}_{-0,000045}$. Ceci donne une mesure indirecte sur le rapport R_b avec le résultat suivant : $R_b = 0,99831^{+0,00006}_{-0,00009}$.

S'il existe une quatrième famille de quarks, les contraintes sur R_b provenant de la mesure de V_{td} et V_{ts} sont beaucoup moins fortes. R_b pourrait alors être significativement inférieur à 1. Dans ce cas il existerait trois types de désintégration de la paire $t\bar{t}$:

- $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$ (type de désintégration qui sera noté $b\bar{b}$ par la suite) ;
- $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{q}_l$ et son conjugué, où q_l est un quark léger : $q_l = d, s$ (noté bq_l) ;
- $t\bar{t} \rightarrow W^+q_lW^-\bar{q}'_l$ et son conjugué, (noté $q_l\bar{q}'_l$).

6.3.1 Méthode

La mesure de R_b est fondée sur l'utilisation de l'identification des jets de quarks b , car ce sont eux qui différencient les différents types de désintégration de la paire $t\bar{t}$. La première étape de l'analyse est donc de trouver une variable discriminante basée sur l'identification des jets de b . Des modèles seront construits avec les distributions de cette variable dans les simulations pour les différents types de désintégrations ($t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}$, bq_l et $q_l\bar{q}'_l$) et pour le bruit de fond. La distribution de cette variable dans les données sera ensuite ajustée à ces différents modèles pour déterminer la part de chaque type de désintégration, qui dépend de R_b . Cet ajustement peut permettre d'extraire simultanément R_b et la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$. Nous montrerons finalement deux résultats. Nous présenterons d'abord la mesure de la section efficace avec cette méthode en fixant R_b à 1 afin de comparer les résultats obtenus avec ceux de la mesure précédente de la section efficace. Nous verrons ensuite les résultats de la mesure simultanée de R_b et de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$.

6.3.1. a Méthode des modèles

Pour mesurer R_b on utilise une variable qui possède un pouvoir de discrimination entre les événements $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}$, bq_l et $q_l\bar{q}'_l$. La principale différence entre ces trois types d'événements étant le nombre de jets issus de quarks b , l'algorithme d'identification des jets de b a été ajouté à la sélection décrite précédemment. Cet algorithme sera appliqué aux deux jets de plus grande impulsion transverse de chaque événement.

Des échantillons d'événements Monte-Carlo particuliers ont été générés pour cette analyse, avec des rapports d'embranchement $\mathcal{B}(t \rightarrow Wq)$ modifiés. Les distributions de la variable discriminante pour les trois types d'événements constituent des « modèles » qui seront comparés à la distribution de la même variable dans les données.

La distribution de la variable discriminante dans les données est ajustée à une combinaison des trois modèles pour les trois types de désintégration de la paire $t\bar{t}$. Le nombre d'événements attendu dans chaque intervalle de la distribution peut être écrit ainsi :

$$\mu^i(\sigma_{t\bar{t}}, R_b) = (R_b^2 \epsilon_{b\bar{b}} f_{t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}}^i + 2R_b(1 - R_b) \epsilon_{bq} f_{t\bar{t} \rightarrow bq}^i + (1 - R_b)^2 \epsilon_{qq} f_{t\bar{t} \rightarrow q\bar{q}}^i) \sigma_{t\bar{t}} \mathcal{B}^2 \mathcal{L} \\ + n_f f_f^i + \sum_j^{N_{bdf}} \epsilon_j f_j^i \sigma_j \mathcal{L}$$

où :

- f_i est la fraction d'événements dans l'intervalle i de la distribution de la variable discriminante ;
- ϵ est l'efficacité de sélection ;
- $\sigma_{t\bar{t}}$ est la section efficace de production de paires $t\bar{t}$;
- \mathcal{B} est le rapport d'embranchement $t \rightarrow b\ell\nu$;
- \mathcal{L} est la luminosité intégrée ;
- n_f est le nombre d'événements provenant du bruit de fond instrumental, et f_f^i est la fraction de ces événements dans l'intervalle i ;
- N_{bdf} est le nombre de sources de bruit de fond ;
- σ_j est la section efficace de production du bruit de fond j et f_j la fraction d'événements dans l'intervalle i .

L'ajustement est fait en maximisant la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L}_{ll} = \prod_{k=1}^{N_{ch}} \prod_{i=1}^{N_{int}} P(n_k^i, \mu_k^i(\sigma_{t\bar{t}}, R_b)), \quad (6.8)$$

où N_{int} est le nombre d'intervalles de la distribution ajustée, n_k^i est le nombre d'événements observé dans l'intervalle i pour le canal k et $\mu_k^i(\sigma_{t\bar{t}}, R_b)$ est le nombre d'événements attendu dans cet intervalle.

L'ajustement peut être réalisé en fixant R_b ou la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$, ou en laissant les deux paramètres libres pour une mesure simultanée.

6.3.2 Choix de la variable discriminante

L'identification des jets issus de quarks b est implémentée dans la sélection après toutes les corrections et avant la coupure sur le nombre de jets. Le réseau de neurones d'identification des jets de quarks b décrit dans la partie 5.2.3. e est utilisé. Il donne pour chaque jet une réponse entre 0 et 1 correspondant à la probabilité que le jet provienne d'un quark b . Les réponses pour les jets issus de quarks b sont proches de 1, tandis que dans le cas de quarks légers sont proches de 0. Cette réponse est redistribuée selon les douze points de fonctionnement de l'algorithme, pour lesquels les efficacités et corrections (pour les simulations) sont connues. Aucune coupure n'est appliquée sur cette réponse. Tous les événements sont conservés y compris les jets non identifiables, c'est-à-dire ceux auxquels on n'a pas pu associer de jet de traces. Pour ces événements, la réponse du réseau de neurones est fixée à -1.

On obtient ainsi une valeur de sortie de l'algorithme pour chacun des deux jets de l'événement. On cherche ensuite la variable permettant de séparer au mieux les événements $t\bar{t} \rightarrow bq_l$ et $q_l\bar{q}'_l$ des événements $b\bar{b}$. On pourrait par exemple utiliser seulement la réponse pour le jet le plus énergétique, ou garder les réponses des deux jets. Nous avons testé ici trois variables discriminantes :

- la sortie du réseau de neurones la plus petite des deux jets ;
- la sortie la plus grande ;
- la sortie de chacun des deux jets les plus énergiques.

Pour avoir une estimation du pouvoir de discrimination de ces variables, on peut étudier leurs distributions pour les trois types d'événements simulés : $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}$, bq_l et $q_l\bar{q}'_l$. La figure 6.6a présente la distribution de la réponse de l'algorithme d'identification des jets de b pour les deux jets de plus grande impulsion transverse. La distribution comprend donc deux entrées par événement. Les figures 6.6b et 6.6c présentent respectivement les distributions des réponses maximale et minimale de l'algorithme lorsqu'il est appliqué aux deux jets de plus grand p_T . Les deux premières distributions montrent une bonne discrimination entre les événements $b\bar{b}$, bq_l et $q_l\bar{q}'_l$, tandis que la distribution de la réponse minimale permet de discriminer principalement les événements $q_l\bar{q}'_l$ des deux autres types.

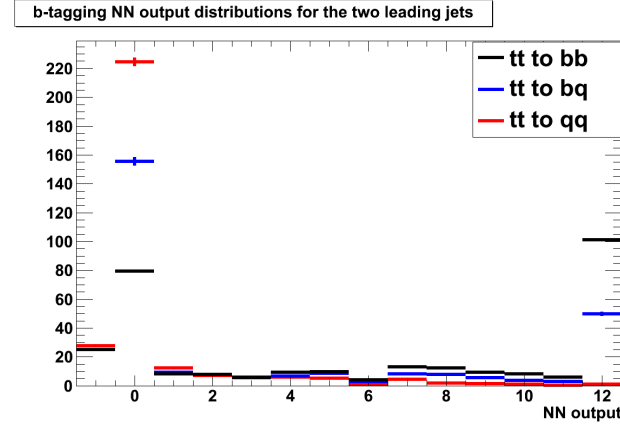
La variable utilisée doit permettre d'obtenir la plus faible incertitude sur la mesure de R_b . On cherche donc à savoir laquelle des variables considérées ici permet de minimiser cette incertitude. Pour cela, des pseudo-expériences ont été réalisées pour les différentes variables discriminantes, et les incertitudes statistiques obtenues ont été comparées. Pour chaque pseudo-expérience, on fixe une valeur de R_b et à partir des simulations, on crée une distribution qui sera utilisée pour l'ajustement et l'extraction de R_b . On réalise 1 000 pseudo-expériences pour chaque valeur d'entrée de R_b . Les erreurs statistiques sont prises en compte en autorisant les distributions initiales à fluctuer dans les incertitudes. Le nombre d'événements $t\bar{t}$ est fixé à la valeur prédite par le modèle standard avec une section efficace théorique de $\sigma_{t\bar{t}} = 7,45^{+0,55}_{-0,72}$ pb. La largeur de la distribution de R_b extrait pour chaque valeur fixée de R_b permet de déduire l'erreur statistique attendue sur la mesure. La figure 6.7 présente ces distributions pour dix valeurs d'entrée de R_b allant de 0 à 1. La figure 6.8 montre les erreurs statistiques attendues pour différentes valeurs fixées de R_b et différentes variables.

Les mesures précédentes de R_b indiquent que la valeur mesurée doit être proche de 1 [31]. On remarque sur la figure 6.8 qu'au dessus de $R_b = 0,7$, l'erreur statistique la plus faible est obtenue en utilisant le modèle construit à partir de la valeur minimale de sortie de l'algorithme d'identification des jets de b . Ceci peut s'expliquer par le fait que dans ce cas, les événements $t\bar{t} \rightarrow q_l\bar{q}'_l$ sont négligeables, et qu'il est crucial de différencier les événements $b\bar{b}$ et bq_l . Dans le cas des événements $b\bar{b}$ les deux valeurs de sortie doivent être proches de 1, tandis que pour les événements bq_l la valeur minimale doit être proche de 0 (sauf dans le cas de fausse identification de quarks légers). C'est donc la valeur minimale de sortie de l'algorithme d'identification des jets issus de quarks b qui est utilisée comme variable discriminante.

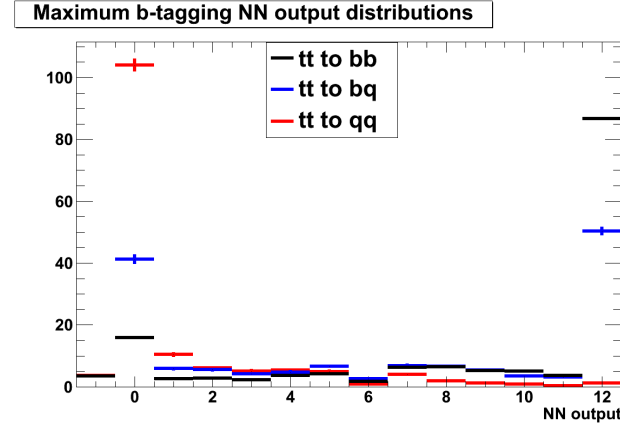
Avec les pseudo-expériences utilisées précédemment on peut également extraire une courbe d'étalonnage de la mesure de R_b , en comparant les valeurs injectées dans les simulations à la moyenne des valeurs extraites. La courbe est présentée dans la figure 6.9. Elle montre la valeur de R_b extraite en fonction de la valeur de R_b d'entrée. Cette courbe d'étalonnage est très proche de la première bissectrice et les valeurs injectées et extraites de R_b sont très proches, ce qui montre que la méthode utilisée pour la mesure n'est pas biaisée.

6.3.3 Distributions de contrôle et distributions finales

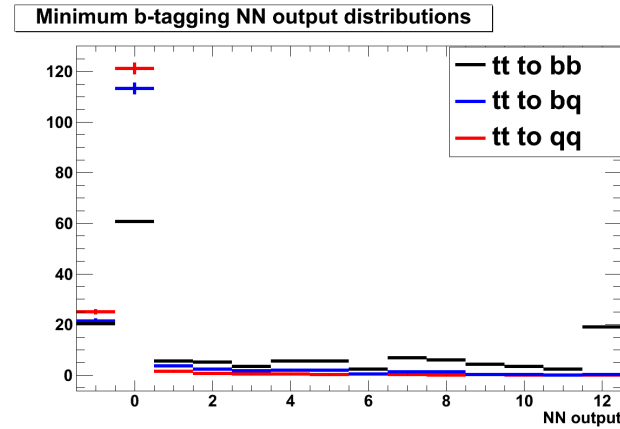
Il est important de vérifier que la variable discriminante utilisée pour la mesure présente un bon accord entre les données et les simulations, en dehors de la région où la mesure est réalisée. Pour cela, on définit des distributions de contrôle dans les régions indépendantes de celles utilisées pour la mesure. On peut par exemple utiliser les événements ne contenant qu'un seul jet dans les canaux diélectron et dimuon. Les distributions pour ce type d'événements sont présentées dans la figure 6.10 et montrent un bon accord entre données et simulations. On peut également étudier l'accord entre données et simulations dans l'échantillon final avec une variable différente de celle utilisée : la valeur maximale de sortie de l'algorithme. Les distributions sont présentées figures 6.11 et montrent à nouveau un bon accord.



(a) Réponse de l'algorithme d'identification des jets de b pour les deux jets de plus grande impulsion transverse (deux entrées par événement)



(b) Réponse maximale de l'algorithme (appliqué aux deux jets de plus grande impulsion transverse)



(c) Réponse minimale de l'algorithme (appliqué aux deux jets de plus grande impulsion transverse)

FIG. 6.6 – Différentes distributions de sortie de l'algorithme d'identification des jets de b dans les événements simulés $t\bar{t} \rightarrow bb$ (noir), bq_l (bleu) et $q_l q_l'$ (rouge).

6.3. MESURE SIMULTANÉE DE LA SECTION EFFICACE ET DU RAPPORT R_B

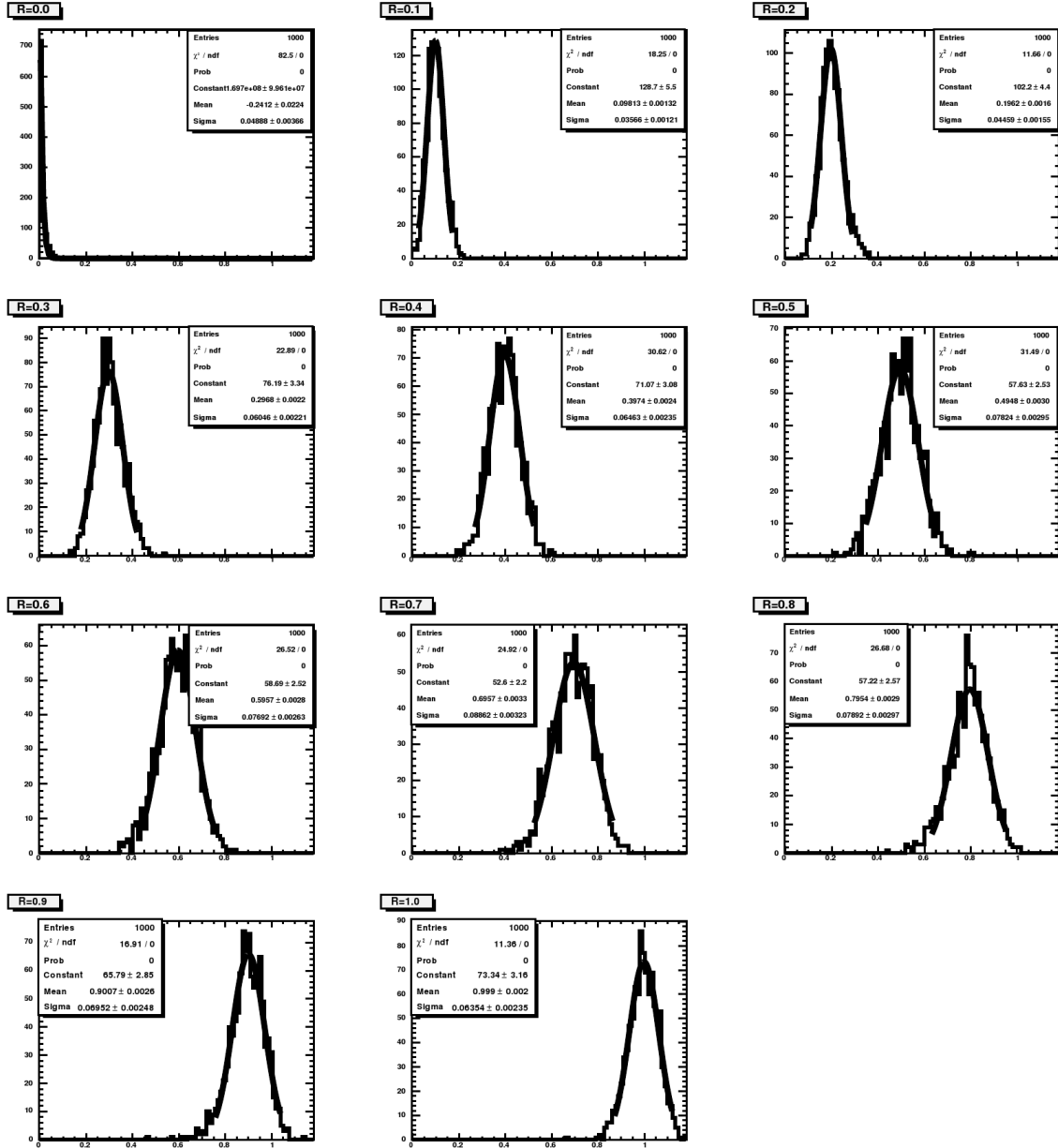


FIG. 6.7 – Distribution des valeurs extraites de R_b pour dix valeurs d'entrée.

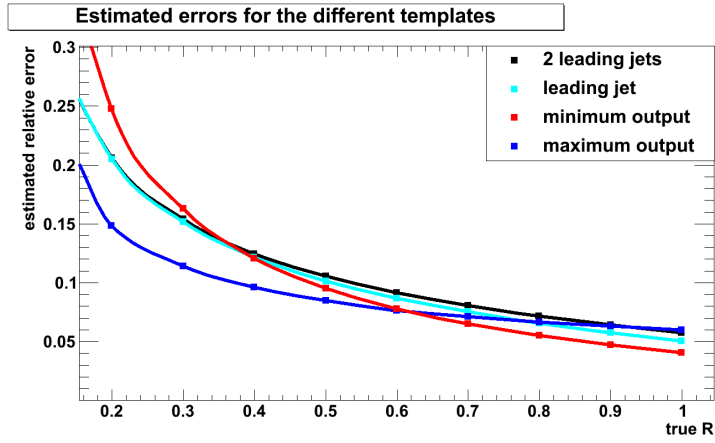


FIG. 6.8 – Erreurs statistiques relatives attendues pour différentes valeurs de R_b et différentes variables utilisées.

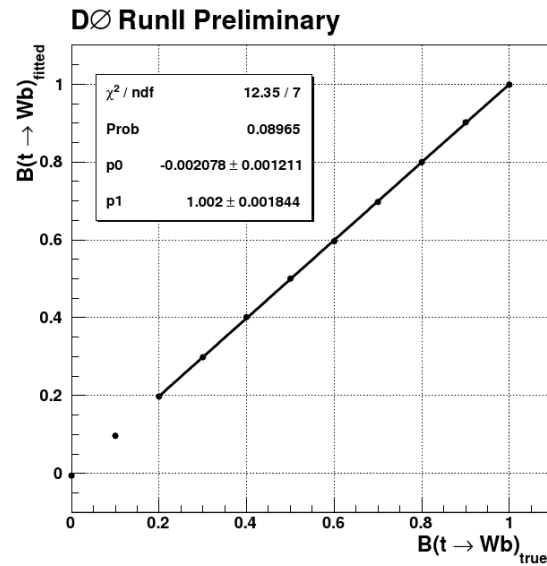


FIG. 6.9 – Valeur extraite de R_b en fonction de la valeur d'entrée.

Finalement, la figure 6.12 présente les distributions de la sortie minimale après la sélection. Ce sont ces distributions qui sont utilisées pour la mesure. La valeur de R_b et de la section efficace peuvent être extraites de ces distributions par une minimisation de la fonction de vraisemblance 6.8. Ces distributions comprennent 14 intervalles : 12 correspondant aux différents points de fonctionnement de l'algorithme d'identification des jets de b , un intervalle pour les jets non identifiés comme des jets de b (auxquels on attribue une valeur de 0), et un intervalle pour les jets non identifiables (auxquels on attribue une valeur de -1). La valeur de R_b dépend principalement de la forme de la distribution, tandis que la section efficace est principalement sensible à la normalisation du signal dans les différents intervalles.

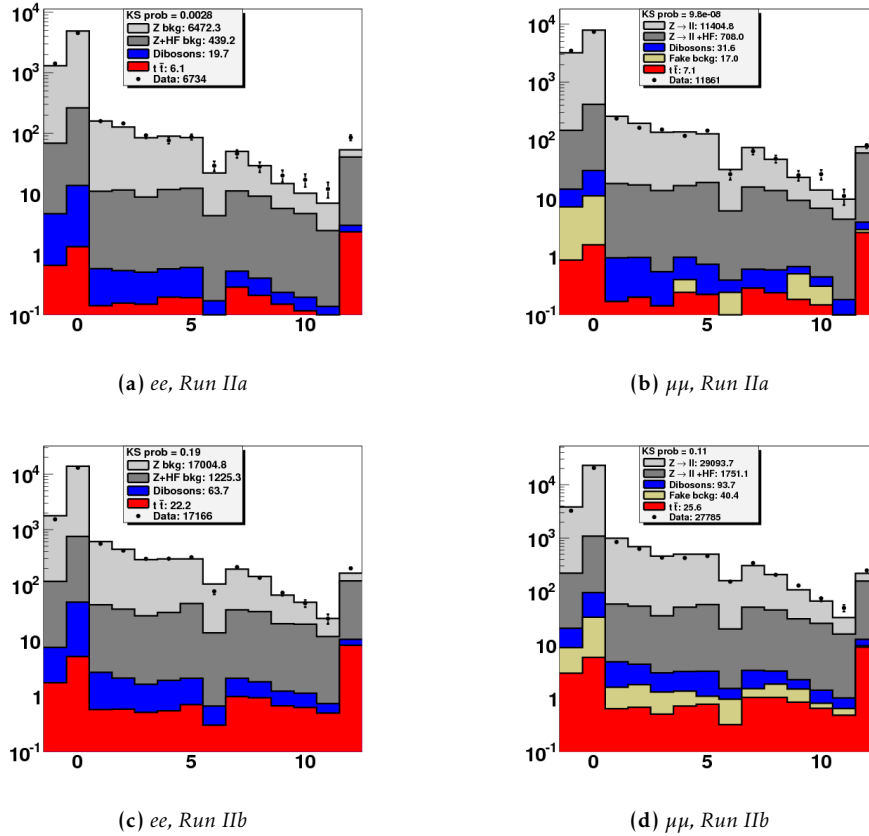


FIG. 6.10 – Distributions de contrôle dans le Run IIa (haut) et Run IIb (bas) : sortie minimale de l'algorithme pour les événements comprenant un seul jet.

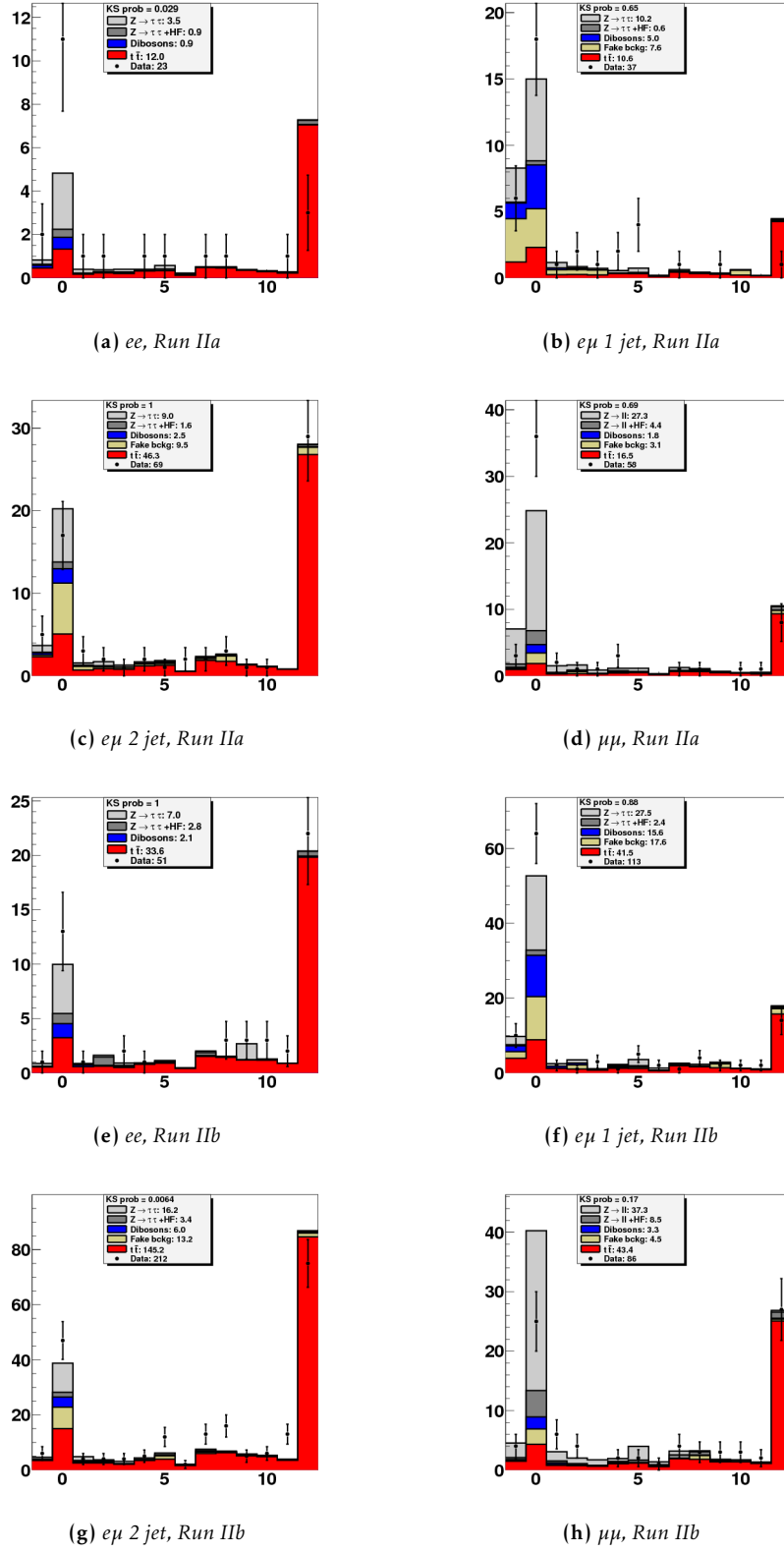


FIG. 6.11 – Distributions de contrôle dans le Run IIa (haut) et le Run IIb (bas) : sortie maximale de l'algorithme pour les événements passant la sélection finale.

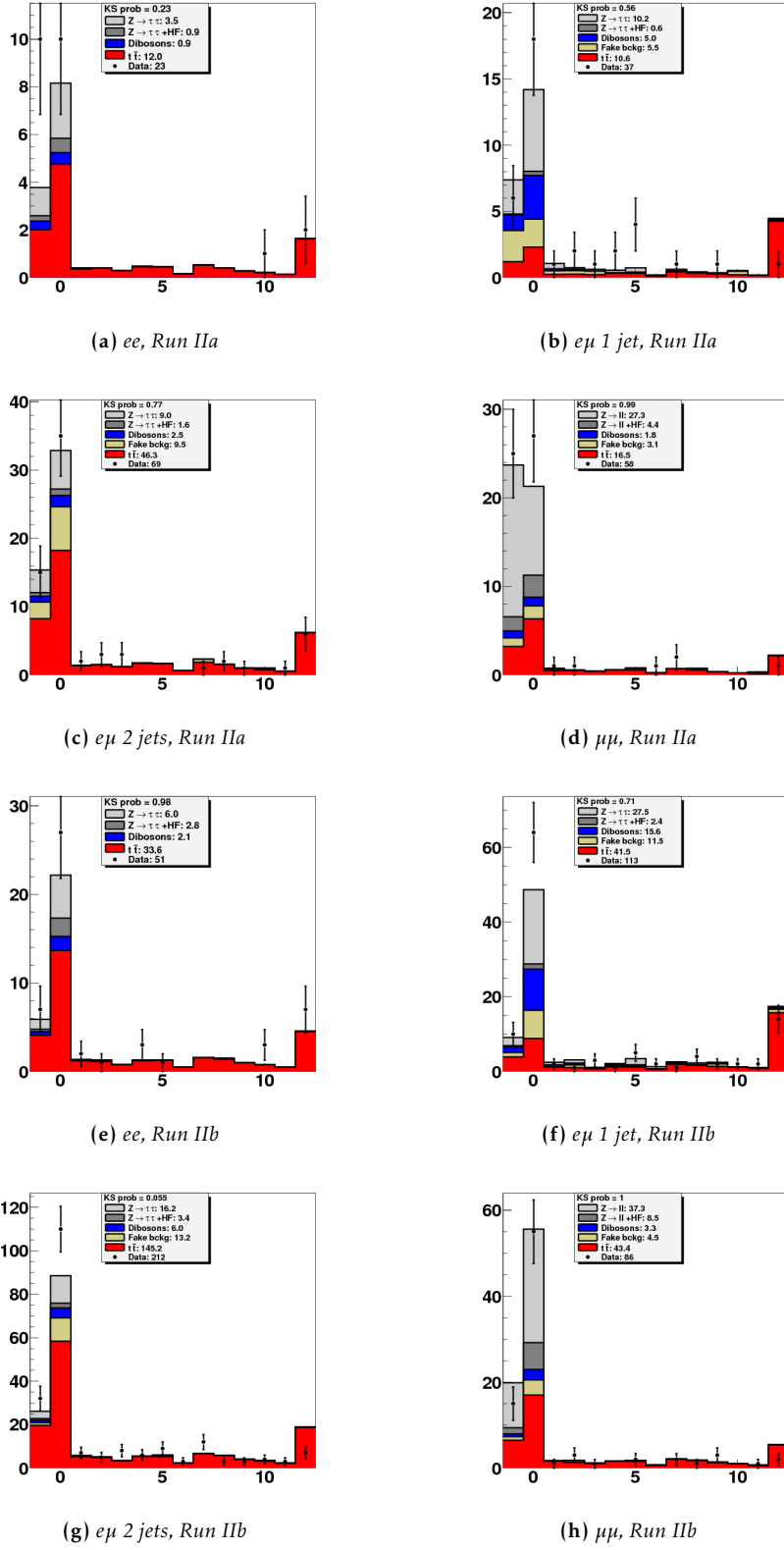


FIG. 6.12 – Distributions finales pour le Run IIa (haut) et le Run IIb (bas) : sortie minimale de l'algorithme pour les événements passant la sélection finale.

6.3.4 Erreurs systématiques additionnelles

Toutes les erreurs systématiques déjà décrites pour la mesure de la section efficace sont considérées pour cette mesure. Deux systématiques additionnelles sont toutefois à prendre en compte. Elles sont liées à l'utilisation de l'algorithme d'identification des jets de b .

Taggabilité Pour pouvoir appliquer le réseau de neurones, les jets reconstruits dans le calorimètre doivent être associés à des jets de traces dans le détecteur interne. L'efficacité de cette association est plus grande dans les simulations que dans les données, et une correction leur est apportée pour prendre en compte cet effet. Une erreur a été estimée sur cette correction. Elle est autour de 3%.

Identification des jets de b De la même manière, l'algorithme d'identification est plus efficace dans les simulations que dans les données. Ceci est corrigé (voir section 5.2.3. e) et l'incertitude sur la correction va de 2 à 6% en fonction du point de fonctionnement.

Cette dernière incertitude n'étant pas la même pour tous les points de fonctionnement, la forme de la distribution est modifiée et ceci doit être prise en compte dans le calcul des erreurs. Elle est évaluée en utilisant successivement la distribution centrale pour l'ajustement, puis la distribution correspondant aux variations positives de l'efficacité d'identification des jets de b . La différence entre les résultats obtenus dans les deux cas correspond à l'erreur systématique positive finale sur l'identification des jets de b , et le processus est répété pour l'erreur négative. Les variations sont donc considérées comme étant corrélées entre les différents points de fonctionnement.

D'autres erreurs systématiques ont un effet non négligeable sur la forme de la distribution, et la même procédure est appliquée à chacune d'entre elles. C'est le cas pour l'incertitude liée à l'échelle d'énergie des jets et à la précision de leur mesure d'énergie, ainsi que les incertitudes liées à l'échelle d'énergie des jets de b et à l'application du critère de confirmation de vertex sur les jets.

6.3.5 Résultats

6.3.5. a Mesure de la section efficace avec la distribution d'étiquetage des jets de b

Dans un premier temps, la valeur de R_b est fixée à 1 et nous mesurons la section efficace pour la combinaison des quatre canaux dileptoniques. La section efficace obtenue avec la méthode standard de traitement des incertitudes est de :

$$\sigma_{t\bar{t}} = 8,05^{+0,50}_{-0,48} \text{ (stat.) } ^{+1,05}_{-0,97} \text{ (syst.) pb.}$$

Cette mesure combinée est en accord avec le résultat obtenu par la méthode de comptage. Avec la méthode des paramètres de nuisances, le résultat obtenu est de :

$$\sigma_{t\bar{t}} = 7,36^{+0,90}_{-0,79} \text{ (stat.+syst.) pb,}$$

en accord avec le résultat obtenu par la méthode des paramètres de nuisance sans étiquetage des jets de b (voir section 6.2.4) mais avec une incertitude passant de 13 à 11%. Le détail des incertitudes systématiques sera présenté avec la combinaison avec le canal semileptonique dans la table 6.9. Ces résultats ont été publiés en 2011 [32].

Nous nous intéressons maintenant aux résultats obtenus pour la mesure simultanée de R_b et de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$. Ceux-ci sont résumés dans la table 6.7. Ils sont présentés séparément pour chaque canal, puis pour la combinaison, et pour les deux méthodes de traitement des erreurs : le traitement standard et la méthode des paramètres de nuisance. Le résultat obtenu est, avec la méthode des paramètres de nuisance :

$$\begin{aligned} R_b &= 0,862^{+0,051}_{-0,050} \text{ (stat.+syst.)} \\ \sigma_{t\bar{t}} &= 8,19^{+1,06}_{-0,92} \text{ (stat.+syst.).} \end{aligned}$$

6.3. MESURE SIMULTANÉE DE LA SECTION EFFICACE ET DU RAPPORT R_b

Méthode		Standard (\pm stat. \pm syst.)	Nuisances (\pm tot.)
ee	R_b	$0,889^{+0,100}_{-0,103}^{+0,036}_{-0,035}$	$0,892^{+0,108}_{-0,107}$
	$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb)	$9,06^{+1,43}_{-1,32}^{+1,29}_{-1,19}$	$8,86^{+2,00}_{-1,71}$
$e\mu$ 1 jet	R_b	$0,630^{+0,147}_{-0,134}^{+0,103}_{-0,094}$	$0,598^{+0,166}_{-0,137}$
	$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb)	$8,99^{+1,64}_{-1,55}^{+2,51}_{-2,22}$	$9,90 \pm 3,38$
$e\mu$ 2 jets	R_b	$0,883^{+0,051}_{-0,052} \pm 0,031$	$0,880^{+0,059}_{-0,058}$
	$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb)	$8,56^{+0,65}_{-0,63}^{+1,03}_{-0,96}$	$8,69^{+1,26}_{-1,09}$
$\mu\mu$	R_b	$0,796^{+0,122}_{-0,117}^{+0,094}_{-0,084}$	$0,798^{+0,102}_{-0,069}$
	$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb)	$7,35^{+1,41}_{-1,33}^{+1,85}_{-1,77}$	$7,28 \pm 2,28$
combinaison	R_b	$0,851^{+0,041}_{-0,042} \pm 0,039$	$0,862^{+0,051}_{-0,050}$
	$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb)	$8,42^{+0,51}_{-0,49}^{+1,13}_{-1,05}$	$8,19^{+1,06}_{-0,92}$

TAB. 6.7 – Résultats obtenus pour la mesure simultanée de la section efficace et de R_b dans les différents canaux et pour leur combinaison.

On remarque que l'utilisation de la méthode des paramètres de nuisance permet une diminution de l'incertitude totale sur les mesures, qui passe de 6,6% à 5,8 % sur R_b et de 14,2% à 12,1 % sur la section efficace. Lorsqu'on utilise la méthode des paramètres de nuisances, il est important de vérifier qu'aucun de ces paramètres n'apporte une modification trop importante de la valeur centrale. Ceci pourrait indiquer des problèmes de modélisation ou de compréhension des simulations. Après notre ajustement, nous obtenons les valeurs de paramètres présentés dans la Table 6.8. Les paramètres sont divisés par la taille de l'incertitude systématique correspondante. On vérifie qu'ils sont tous compris entre -1 et 1, et qu'ils n'ont donc pas causé des variations trop grandes de la valeur centrale.

La figure 6.13 montre dans le plan $(R_b, \sigma_{t\bar{t}})$ le résultat obtenu avec la méthode des paramètres de nuisance. La figure 6.14 illustre le résultat de l'ajustement en montrant la distribution de réponse de l'algorithme d'identification des jets de b , dans les données et les simulations (pour le bruit de fond et les différents modes de désintégration de la paire $t\bar{t}$) pour la valeur de R_b mesurée.

La mesure obtenue de R_b montre une légère déviation par rapport à la valeur contrainte par les mesures des autres éléments de la matrice CKM. La figure 6.15 montre les limites obtenues sur la valeur de R_b à partir de la valeur mesurée. Ces limites sont obtenues avec la méthode de Feldman-Cousins [33], qui est une méthode fréquentiste modifiée pour restreindre les limites aux régions ayant un sens physique (ici : $0 \leq R_b \leq 1$). Les limites prennent également en compte les biais éventuels entre la valeur mesurée de R_b et la vraie valeur. Cet étalonnage a pu être établi dans les simulations Monte-Carlo et montre que le biais est très faible (voir figure 6.9). L'intervalle ainsi obtenu à 95% de niveau de confiance est $R_b \in [0,755, 0,959]$. La limite attendue, c'est-à-dire la limite que l'on pourrait poser si on avait mesuré $R_b = 1$, est : $R_b > 0,891$. En supposant qu'il existe trois familles de quarks et que la matrice CKM est unitaire, on peut extraire un intervalle de valeur de $|V_{tb}|$: $|V_{tb}| \in [0,867, 0,979]$ à 95% de niveau de confiance, pour une limite attendue : $|V_{tb}| > 0,944$. Si on ne fait plus ces hypothèses, on peut extraire une information sur le rapport des éléments de la matrice CKM :

$$\frac{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2}{|V_{tb}|^2} = \frac{1 - R}{R}, \quad (6.9)$$

et on obtient : $\frac{1-R}{R} \in [0,042, 0,318]$ pour une limite attendue de : $\frac{1-R}{R} < 0,208$.

Paramètre	Valeur	$+\sigma$	$-\sigma$
Normalisation Z+jets	-0,10	-0,82	0,84
Luminosité	0,23	-0,95	0,96
JES Run IIa	0,21	-0,97	0,92
JER Run IIa	0,61	-1,07	0,84
Taggabilité Run IIa	-0,26	-0,94	0,93
Identification des b	-0,40	-0,85	0,91
Confirmation de vertex	-0,19	-0,86	0,87
JetID Run IIa	-0,13	-0,99	0,99
Trigger	-0,13	-0,96	0,97
Trigger muon	0,13	-0,96	0,96
p_T du Z	0,40	-0,96	0,94
JES Run IIb	0,27	-1,13	0,96
JER Run IIb	0,00	-0,87	0,72
Taggabilité Run IIb	-0,11	-0,77	0,82
EMID Run IIb	0,44	-0,91	0,91

TAB. 6.8 – Valeur des paramètres de nuisances et leurs incertitudes après l'ajustement. Seuls les paramètres ayant des valeurs différentes de 0 ont été reportés ici.

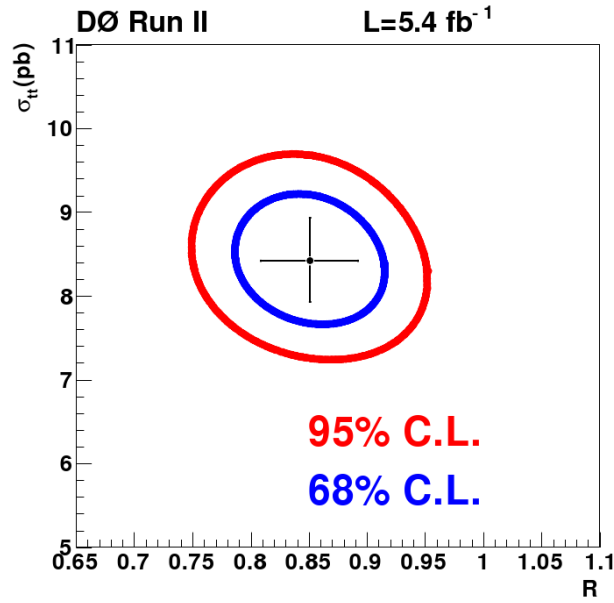


FIG. 6.13 – Résultat obtenu avec la méthode des paramètres de nuisance dans le plan (R_b, σ_{tt}^-) . Seules les incertitudes statistiques sont montrées sur la figure.

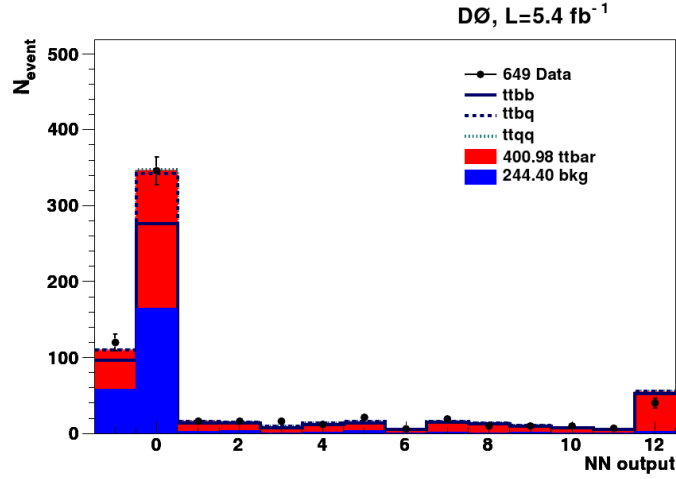


FIG. 6.14 – Distribution de réponse de l'algorithme d'identification des b dans les données et les simulations après ajustement, avec la contribution de chaque type de désintégration possible de la paire $t\bar{t}$.

A 99,73% de niveau de confiance, soit 3σ , on obtient les limite suivantes :

- $R_b > 0,698$;
- $V_{tb} > 0,832$;
- $\frac{1-R}{R} < 0,439$.

A ce niveau de confiance, le résultat obtenu est compatible avec 1.

6.3.6 Conclusion sur la mesure dans le canal dileptonique

Nous venons de présenter la mesure simultanée de R_b et de $\sigma_{t\bar{t}}$ dans le canal dileptonique. Les résultats obtenus avec la méthode standard de traitement des incertitudes sont :

$$\begin{aligned} R_b &= 0,85 \pm 0,04 \text{ (stat.)} \pm 0,04 \text{ (syst.)} \\ \sigma_{t\bar{t}} &= 8,4 \pm 0,5 \text{ (stat.)} \pm 1,1 \text{ (syst.)}. \end{aligned}$$

Le résultat final obtenu est, avec la méthode des paramètres de nuisance :

$$\begin{aligned} R_b &= 0,86 \pm 0,05 \text{ (stat.+syst.)} \\ \sigma_{t\bar{t}} &= 8,2^{+1,1}_{-0,9} \text{ (stat.+syst.)}. \end{aligned}$$

Cette mesure a été publiée en 2011 [34].

La valeur de R_b obtenue est inférieure à la valeur attendue de 1, mais avec les erreurs estimées, ces deux valeurs sont compatibles à 3σ de niveau de confiance.

Nous allons maintenant présenter la mesure dans le canal lepton+jets (qui a été réalisée en parallèle de notre mesure), et la combinaison des résultats dans ces deux canaux.

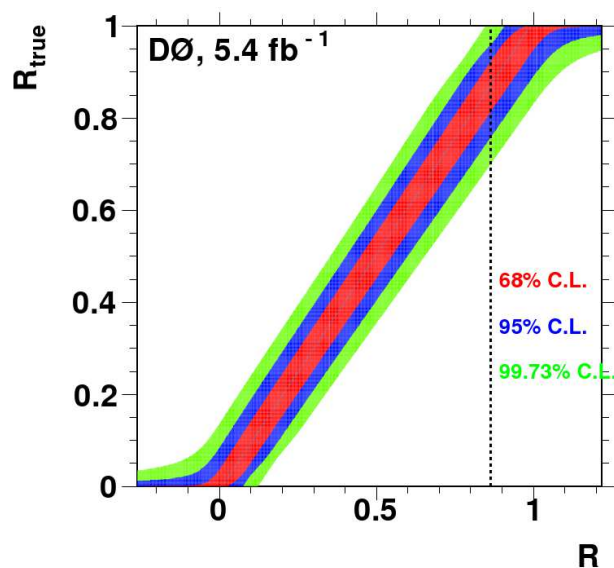


FIG. 6.15 – Limites à 68, 95 et 99,73% de niveau de confiance sur la valeur de R_b obtenues avec la méthode de Feldman-Cousins. La droite en pointillés permet de lire sur l'axe x la valeur mesurée de R_b , et sur l'axe y les intervalles à un, deux et trois σ de niveau de confiance.

6.4 Combinaison avec le canal lepton+jets

Contrairement au canal dileptonique, la mesure de R_b dans le canal lepton+jets avait déjà été réalisée plusieurs fois à D0. La plus récente utilisait un échantillon de données de 900 pb^{-1} [31]. Elle a été mise à jour en utilisant $5,3 \text{ fb}^{-1}$ de données pour profiter des améliorations de la sélection réalisée pour la mesure de la section efficace publiée précédemment [25]. Cette mesure a été réalisée par les auteurs de la mesure de la section efficace dans le canal semileptonique. Mon travail a consisté à la combiner avec la mesure dans le canal dileptonique.

6.4.1 Méthode pour la mesure dans le canal lepton+jets

6.4.1. a Sélection

Le canal lepton+jets bénéficie d'un plus grand rapport d'embranchement que le canal dilepton, mais la quantité d'événements de bruit de fond est plus élevée. Un événement typique contient deux jets issus de quarks b et deux jets provenant de la désintégration d'un des bosons W , ainsi qu'un lepton chargé et un neutrino provenant de l'autre boson W . Seuls les états finals comprenant un électron ou un muon sont considérés. L'enregistrement des événements est déclenché par la détection d'un lepton chargé (électron ou muon) de haute impulsion transverse. Les événements sont sélectionnés s'ils présentent au moins trois jets de p_T supérieur à 20 GeV, et que l'un d'entre eux a un p_T supérieur à 40 GeV. L'électron ou le muon doit être bien isolé, et si un deuxième électron ou muon est détecté l'événement est rejeté pour assurer l'orthogonalité des échantillons dilepton et lepton+jets. L'énergie transverse manquante doit être de 20 GeV dans le canal électron+jets et 25 GeV dans le canal muon+jets.

Le bruit de fond principal est composé d'événements W +jets, où le boson W se désintègre en un lepton chargé et un neutrino. Celui-ci est difficile à normaliser, car les sections efficaces précises des processus $W + 3$ jets et $W + 4$ jets ne sont pas bien connues. La forme des distributions est modélisée par la simulation Monte-Carlo, mais la normalisation de ce bruit de fond est déterminée à partir des données. Les autres bruits de fond physiques sont constitués des processus Z +jets et dibosons, ainsi que le processus de production du top célibataire. Ceux-ci sont estimés à partir des simulations Monte-Carlo. Le bruit de fond instrumental est composé d'événements multijets dans lesquels un jet est identifié comme un électron, ou lorsqu'un muon provenant de la désintégration d'un quark lourd apparaît comme isolé. Ce dernier est estimé dans les données, en utilisant des échantillons de contrôle.

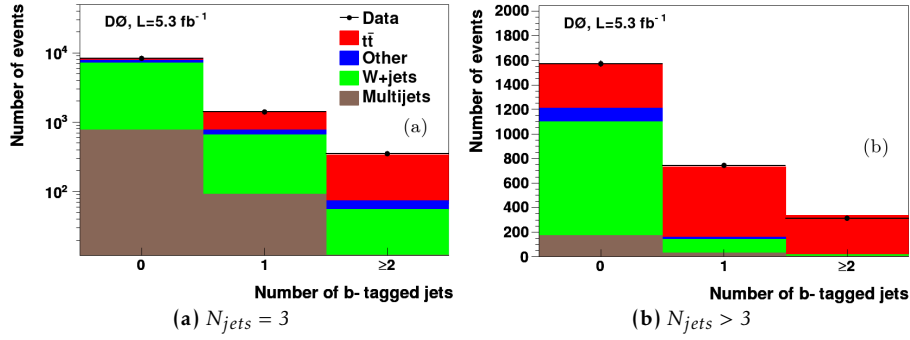
6.4.1. b Méthode et résultats

La mesure de R_b est réalisée en comptant le nombre de jets identifiés comme issus de quark b dans chaque événement. Pour cela, l'algorithme d'identification des jets de b est appliqué à chaque jet de l'événement. Le point de fonctionnement utilisé correspond à une efficacité d'identification des jets de b de 55% avec une incertitude de $\pm 4\%$ et un taux de fausse identification de $1,5 \pm 0,1\%$.

On construit la distribution du nombre de jets identifiés en séparant les événements comprenant exactement trois jets et au moins quatre jets. Les distributions obtenues sont présentées dans la figure 6.16.

Ces distributions sont ajustées en utilisant la fonction de vraisemblance de l'équation 6.5 utilisée dans le canal dilepton, mais les paramètres à ajuster comprennent également la normalisation du bruit de fond W +jets.

Le résultat obtenu dans le canal lepton+jets est, avec la méthode standard de traitement des erreurs et pour une extraction simultanée de la section efficace et de R_b :

FIG. 6.16 – Nombre de jets identifiés comme jets de b .

$$R_b = 1,03 \pm 0,03 \text{ (stat.)}_{-0,09}^{+0,08} \text{ (syst.)}$$

$$\sigma_{t\bar{t}} = 7,54_{-0,25}^{+0,26} \text{ (stat.)}_{-0,72}^{+0,88} \text{ (syst.)},$$

et avec la méthode des paramètres de nuisance [34] :

$$R_b = 0,953_{-0,061}^{+0,072} \text{ (stat.+syst.)}$$

$$\sigma_{t\bar{t}} = 7,90_{-0,67}^{+0,79} \text{ (stat.+syst.)}.$$

Le résultat dans le canal lepton+jets est donc tout à fait compatible avec les valeurs attendues pour R_b et la section efficace. On remarque que pour les deux grandeurs, l'incertitude statistique est plus faible dans ce canal que dans le canal dileptonique. L'incertitude systématique est toutefois plus faible dans le canal dileptonique que dans le canal semileptonique. Il est donc intéressant de combiner les deux mesures pour gagner en précision.

6.4.1. c Résultats de la combinaison

La combinaison des deux canaux est réalisée en maximisant le produit des fonctions de vraisemblance. On obtient avec la méthode standard :

$$R_b = 0,966 \pm 0,023 \text{ (stat.)}_{-0,064}^{+0,057} \text{ (syst.)}$$

$$\sigma_{t\bar{t}} = 7,86_{-0,22}^{+0,23} \text{ (stat.)}_{-0,70}^{+0,80} \text{ (syst.)},$$

et avec la méthode des paramètres de nuisance [34] :

$$R_b = 0,899_{-0,039}^{+0,041} \text{ (stat.+syst.)}$$

$$\sigma_{t\bar{t}} = 7,74_{-0,57}^{+0,67} \text{ (stat.+syst.)}.$$

Le détail des erreurs systématiques sera présenté dans la section suivante. Comme pour le résultat dans le canal dileptonique, la valeur de la section efficace mesurée est compatible avec la valeur prédite par le modèle standard, et la valeur mesurée de R_b est inférieure à 1.

Avec ce dernier résultat et en supposant l'unitarité de la matrice CKM, on pose des limites à 3 σ de niveau de confiance sur R_b et $|V_{tb}|$ en utilisant la méthode de Feldman-Cousins :

- $R_b > 0,771$ (limite attendue : $R_b > 0,869$) ;
- $|V_{tb}| > 0,876$ (limite attendue : $|V_{tb}| > 0,931$).

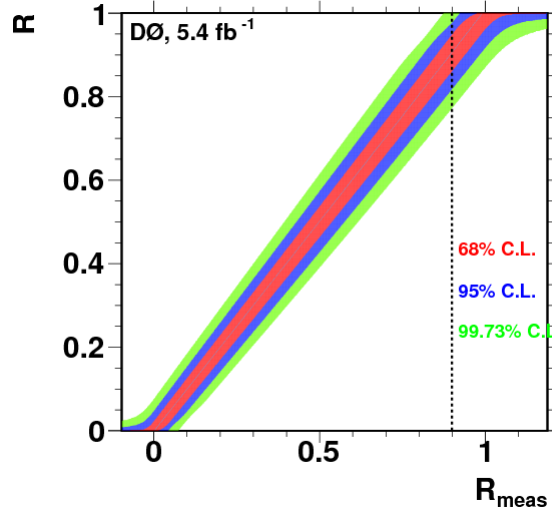


FIG. 6.17 – Limites à 68, 95 et 99,7% de niveau de confiance sur R_b . La droite en pointillés permet de lire sur l'axe x la valeur mesurée de R_b , et sur l'axe y les intervalles à un, deux et trois σ de niveau de confiance.

La mesure de R_b est donc compatible avec la prédiction du modèle standard à 3σ de niveau de confiance.

Sans supposer l'unitarité de la matrice CKM, on peut poser une limite sur le rapport :

$$\frac{|V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2}{|V_{tb}|^2} = \frac{1 - R}{R}. \quad (6.10)$$

La limite obtenue est : $\frac{1-R}{R} < 0,299$ (la limite attendue étant : $\frac{1-R}{R} < 0,155$).

La figure 6.17 présente les limites obtenues sur R_b .

6.4.2 Incertitudes sur la mesure

Toutes les incertitudes considérées pour la mesure dans le canal dileptonique ont été évaluées pour la mesure combinée. Il faut également prendre en compte des incertitudes propres au canal semileptonique, et en particulier l'erreur sur le bruit de fond W +jets. Les incertitudes sont résumées dans les tableaux 6.9 et 6.10.

Source	$\ell\ell'$		$\ell\ell'+\ell j$	
	$+\sigma$ [pb]	$-\sigma$ [pb]	$+\sigma$ [pb]	$-\sigma$ [pb]
Statistique	+0,50	-0,48	+0,20	-0,20
Identification des muons	+0,11	-0,11	+0,07	-0,06
Identification et résolution des électrons	+0,24	-0,23	+0,13	-0,13
Modélisation du signal	+0,34	-0,33	+0,16	-0,06
Triggers	+0,19	-0,19	+0,05	-0,05
Echelle en énergie des jets	+0,13	-0,12	+0,04	-0,04
Reconstruction et identification des jets	+0,21	-0,20	+0,12	-0,09
b -tagging	+0,06	-0,06	+0,16	-0,14
Normalisation du bruit de fond	+0,29	-0,27	+0,11	-0,10
Bruit de fond W +jets	-	-	+0,12	-0,04
Bruit de fond instrumental	+0,18	-0,17	+0,05	-0,04
Luminosité	+0,57	-0,51	+0,48	-0,43
Autres	+0,10	-0,10	+0,06	-0,06
Incertitudes statistiques sur les modèles	+0,08	-0,08	+0,04	-0,04

TAB. 6.9 – Détail des erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace dans le canal dileptonique et pour la combinaison dilepton-lepton+jets.

Source	$\ell\ell$		l+jets		Combinaison	
	$+\sigma$	$-\sigma$	$+\sigma$	$-\sigma$	$+\sigma$	$-\sigma$
Statistique	0,041	-0,042	0,030	-0,029	0,023	-0,023
Identification des muons	0,002	-0,002	0,000	-0,001	0,001	-0,001
Identification et résolution des électrons	0,004	-0,004	0,000	-0,000	0,001	-0,002
Modélisation du signal	0,007	-0,006	0,009	-0,011	0,004	-0,006
Triggers	0,003	-0,003	0,001	-0,001	0,002	-0,002
Echelle en énergie des jets	0,008	-0,008	0,017	-0,016	0,003	-0,008
Reconstruction et identification des jets	0,010	-0,009	0,018	-0,022	0,009	-0,013
b -tagging	0,018	-0,019	0,065	-0,056	0,034	-0,033
Normalisation du bruit de fond	0,020	-0,020	0,004	-0,005	0,008	-0,010
Bruit de fond W +jets	-	-	0,001	-0,001	0,001	-0,002
Bruit de fond instrumental	0,013	-0,013	0,003	-0,004	0,005	-0,007
Luminosité	0,010	-0,010	0,001	-0,001	0,004	-0,004
Autres	0,002	-0,002	0,000	-0,000	0,001	-0,001
Incertitudes statistiques sur les modèles	0,002	-0,002	0,011	-0,011	0,010	-0,010

TAB. 6.10 – Détail des erreurs systématiques sur la mesure de R_b dans les canaux dilepton et lepton+jets ainsi que pour la combinaison dilepton-lepton+jets.

6.4.3 Dépendance des résultats avec la masse du quark top

Les résultats ont été obtenus en utilisant des échantillons simulés dans lesquels la masse du quark top est fixée à 172,5 GeV. Aucune dépendance de la valeur de R_b avec la masse du quark top n'est attendue, mais il est important de vérifier que c'est bien le cas. La section efficace théorique de la production de paires $t\bar{t}$ est quant à elle dépendante de la masse du quark top. Nous allons paramétrer cette dépendance.

6.4.3. a Variation de R_b avec la masse

Pour évaluer l'effet de la variation de la masse du quark top sur la mesure de R_b , des échantillons Monte-Carlo ont été générés pour différentes masses. La mesure a été répétée pour chacune d'entre elle, en fixant la section efficace à la valeur théorique correspondant à chacune des masses, et en utilisant la méthode des paramètres de nuisance. Ceci a été effectué séparément dans les canaux dilepton et lepton+jets. Les résultats présentés ici ont été obtenus dans le canal dileptonique pour le Run IIb uniquement. Ils sont résumés dans la table 6.11 et la figure 6.18. Aucune dépendance n'est observée, comme cela était attendu.

Masse du top (GeV)	R_b (stat.+syst.)
165	$0,894 \pm 0,063$
170	$0,888 \pm 0,059$
172,5	$0,884 \pm 0,056$
175	$0,895 \pm 0,055$
180	$0,899 \pm 0,051$

TAB. 6.11 – Mesure de R_b pour différents points de masse.

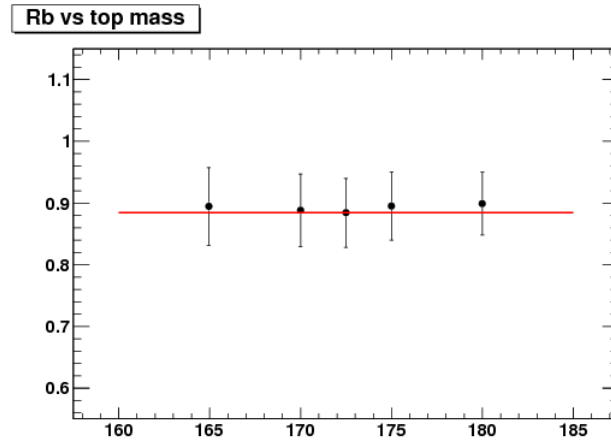


FIG. 6.18 – Mesure de R_b pour différentes valeurs de la masse du quark top.

6.4.3. b Variation de la section efficace avec la masse

La section efficace théorique est dépendante de la masse du quark top, car la masse apparaît dans l'élément de matrice du processus de création des paires $t\bar{t}$. Dans notre analyse, cette section efficace est utilisée pour normaliser les échantillons de signal et calculer l'efficacité de sélection. Nous sommes donc également dépendants de l'hypothèse de masse effectuée. Il faut donc préciser pour quelle valeur de la masse la section efficace a été mesurée. Dans notre analyse, la masse

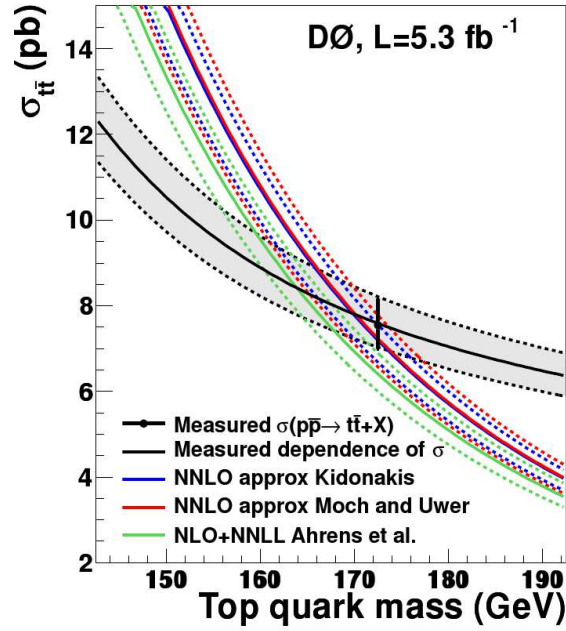


FIG. 6.19 – Dépendance des sections efficaces expérimentale et théorique en fonction de la masse du quark top. Les lignes de couleurs indiquent les calculs de plusieurs théoriciens ainsi que leurs incertitudes (en pointillés).

utilisée est de 172,5 GeV. Pour pouvoir extrapoler le résultat à d'autres points de masse, la section efficace a été calculée pour différentes valeurs de m_t et la dépendance en fonction de la masse du top a été paramétrée par la fonction :

$$\sigma_{t\bar{t}}(m_t) = \frac{1}{m_t^4} [a + b(m_t - 170 \text{ GeV}) + c(m_t - 170 \text{ GeV})^2 + d(m_t - 170 \text{ GeV})^3],$$

avec :

$$a = 6,5178 \times 10^9 \text{ GeV}^4,$$

$$b = 7,884 \times 10^7 \text{ GeV}^3,$$

$$c = 9,3069 \times 10^5 \text{ GeV}^2,$$

$$d = -2,42 \times 10^3 \text{ GeV},$$

et où $\sigma_{t\bar{t}}$ and m_t sont en pb et GeV, respectivement. L'incertitude relative sur la section efficace en chacun des points de masse est la même que celle obtenue pour $m_t = 172.5 \text{ GeV}$.

La figure 6.19 montre la paramétrisation ainsi que les résultats de plusieurs calculs de section efficace au troisième ordre approché [22, 23, 24].

Bibliographie

- [1] M.L. Mangano *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, J. High Energy Phys. 07 (2003)
- [2] J. Allison *et al.*, *Geant4 developments and applications*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006)
- [3] S. Caron, *STT Cluster Performances*, Présentation à la réunion STT du workshop D0 de 2004
- [4] D. Bauer, R. Illingworth, *Level 3 Trigger : Clustering in the SMT*, D0 Note 3822 (2001)
- [5] C. Schmitt, *Split CFT Clusters*, D0 Note 4092 (2003)
- [6] K. Bloom, *D0 Tracking Algorithms, an overview*, Présentation au tracking workshop (04/12/2006)
- [7] A. Khanov, *HTF : histogramming method for finding tracks. The algorithm description*, D0 Note 3778 (2000)
- [8] H. Greenlee, *The D0 Trackman fit*, D0 Note 4303 (2003)
- [9] A. Schwartzman, C. Tully, *Primary Vertex Reconstruction by Means of Adaptive Vertex Fitting*, D0 Note 4918 (2005)
- [10] S. Fatakia, U. Heintz, *Average out-of-cone showering corrections for fixed size cone jet algorithms*, D0 Note 4300 (2003)
- [11] N. Makovec, J.-F. Grivaz, *Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets*, D0 Note 4914 (2005)
- [12] C. Ochando, J.-F. Grivaz, *SSR for p17*, D0 Note 5609 (2008)
- [13] A. Schwartzman, M. Narain, *Secondary Vertex Reconstruction using the Kalman Filter*, D0 Note 3908 (2001)
- [14] The D0 Collaboration, *b-jet Identification in the D0 Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. A 620 (2010)
- [15] G. Steinbrück, *Measurement of the angular distribution of electrons from W boson decays at D0*, thèse (1999)
- [16] M. Aoki, *Electron likelihood in p20*, D0 Note 5675 (2008)
- [17] S. Calvet *et al.*, *Towards MissingET Certification and Unclustered Energy Studies*, D0 Note 4927 (2005)
- [18] A. Schwartzman, *Missing Et Significance Algorithm in Run II data*, D0 Note 4254 (2003)
- [19] L. Wang *et al.*, *Measurement of Z boson transverse momentum at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, D0 Note 5187 (2006)
- [20] G.A. Ladinsky, C.-P. Yuan, *The nonperturbative regime in QCD resummation for gauge boson production at hadron colliders*, Phys. Rev. D 50 (1994)
- [21] R. Gavin *et al.*, *FEWZ 2.0 : A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order*, Comput. Phys. Commun. 182 (2011)

- [22] V. Ahrens *et al.*, *Renormalization-Group Improved Predictions for Top-Quark Pair Production at Hadron Colliders*, J. High Energy Phys. 09 (2010), [arXiv :1003.5827]
V. Ahrens *et al.*, *Top-Quark Pair Production Beyond Next-to-Leading Order*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 48 (2010) [arXiv :1006.4682]
- [23] N. Kidonakis and R. Vogt, *Next-to-next-to-leading order soft-gluon corrections in top quark hadroproduction*, Phys. Rev. D 68 (2003) [arXiv :hep-ph/0308222]
N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution*, Phys. Rev. D 82 (2010) [arXiv :1009.4935].
- [24] S. Moch and P. Uwer, *Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders*, Phys. Rev. D 78 (2008) [arXiv :0804.1476]
U. Langenfeld, S. Moch, and P. Uwer, *Measuring the running top-quark mass*, Phys. Rev. D 80 (2009) [arXiv :0906.5273]
- [25] La Collaboration D0, *Measurement of the top quark pair production cross section in the lepton+jets channel in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, Phys. Rev. D 84 (2011) [arXiv :1101.0124]
- [26] M. Arthaud, M. Besancon, S. Chakrabarti, F. Deliot, V. Sharyy, *Final Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-section at $\sqrt{s}=1.96$ TeV in Electron Muon Final States using p17 data set*, D0 Note 5580 (2008)
- [27] B. Casey *et al.*, *The D0 Run 2b Luminosity Constant*, D0 Note 5945 (2009)
- [28] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), *The Review of Particle Physics*, J. Phys. G 37 (2010)
- [29] F. Deliot *et al.*, *Systematic Uncertainties in Top Quark Measurements*, D0 Note 6024 (2010)
- [30] P. M. Nadolsky *et al.*, *Implications of CTEQ global analysis for collider observables*, Phys. Rev. D 78 (2008) [arXiv :0802.0007]
- [31] La Collaboration D0, *Simultaneous measurement of the ratio $B(t \rightarrow Wb)/B(t \rightarrow Wq)$ and the top quark pair production cross section with the D0 detector at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. 100 (2008)
- [32] La Collaboration D0, *Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross Section using Dilepton Events in $p\bar{p}$ Collisions*, Phys. Lett. B 704 (2011)
- [33] G. Feldman, R. Cousins, *A unified approach to the classical statistical analysis of small signals*, Phys. Rev. D 57 (1998)
A. Harel *et al.*, *Calculation of confidence regions with the cousins and Feldman method*, D0 Note 5526 (2007)
- [34] La Collaboration D0, *Precision Measurement of the Ratio $B(t \rightarrow Wb)/B(t \rightarrow Wq)$ and Extraction of $|V_{tb}|$* , Phys. Rev. Lett. 107 (2011)

Quatrième partie

Mesure de l'asymétrie de charge de la paire top-antitop dans l'expérience ATLAS

Reconstruction et identification des objets détectés dans ATLAS

T'inquiète, je gère.

Alexandre F., bureau 10F

Les objets utilisés ici sont, comme précédemment, les jets, électrons, muons et l'énergie transverse manquante. Nous allons donc décrire les algorithmes de reconstruction, d'identification et les corrections apportées à ces objets. Cette description sera toutefois plus concise que pour D0.

7.1 Reconstruction des traces et des vertex

Les traces sont reconstruites en deux étapes. Les données brutes du détecteur à pixels et du SCT sont converties en coups, tandis que les données du TRT sont converties en rayons de dérive. Les traces sont ensuite reconstruites en utilisant plusieurs algorithmes [1].

L'algorithme principal part de coups dans les trois couches du détecteur à pixels et dans la première couche du SCT pour établir des candidats traces ayant pour origine le point d'interaction. Ceux-ci sont ensuite prolongés dans les autres couches du SCT pour essayer d'y associer de nouveaux coups. Les candidats doivent satisfaire à des critères de qualité prenant en compte le nombre de coups associés à la trace, le nombre de coups communs à plusieurs traces et le nombre de trous (c'est-à-dire le nombre de couches dans lesquelles la trace aurait pu laisser un signal mais où aucun coup n'a été enregistré). Il y a au total neuf couches de silicium, et les traces doivent avoir laissé des coups dans au moins sept de ces couches. Les traces ayant passé cette sélection sont ensuite prolongées vers le TRT et les rayons de dérive compatibles avec la trajectoire y sont associés. La trajectoire de la particule est ensuite réajustée en prenant en compte toutes les informations.

Il existe également un algorithme complémentaire partant de segments dans le TRT et essayant de les associer à des coups dans les couches de silicium. Cet algorithme permet de reconstruire notamment les vertex secondaires.

Ces traces peuvent ensuite être utilisées pour reconstruire des vertex primaires. Un vertex candidat est obtenu en prenant le maximum de la distribution en z des traces au point le plus proche de la zone d'interaction. Un ajustement itératif est ensuite réalisé pour déterminer la position du vertex en prenant la position du maximum et les traces voisines. Pendant cet ajustement, un poids est attribué à chaque trace en fonction de sa contribution au χ^2 de l'ajustement. Les traces éloignées du vertex sont utilisées pour chercher de nouveaux candidats.

Des études ont été réalisées pour connaître la robustesse de ces algorithmes avec l'augmentation de l'empilement [2]. L'empilement désigne à la fois le signal résiduel provenant d'interaction ayant eu lieu lors de croisements de faisceaux précédents (appelé aussi empilement hors-temps),

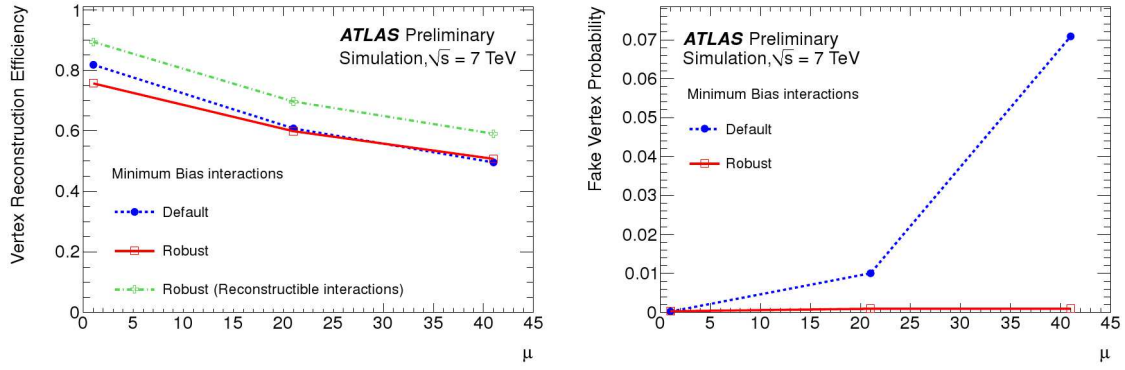


FIG. 7.1 – Efficacité de reconstruction des vertex et taux de reconstruction de faux vertex dans les simulations pour différentes valeurs d’empilement, et pour deux critères de sélection des traces. Le critère de sélection « robuste » correspond à des traces n’ayant aucun trou dans les détecteurs au silicium.

et les interactions multiples détectées lors d’un même croisement de faisceaux. Dans le cas d’ATLAS, les effets de l’empilement hors-temps sont plus faibles que ceux liés aux interactions multiples. Le nombre d’interactions par croisement de faisceaux est passé de 5 à plus de 15 au cours de la prise de données de 2011. Le détecteur ATLAS a été conçu pour un fonctionnement optimal avec une vingtaine d’interactions par croisement, ce qui a été atteint au début de la prise de données de 2012. L’efficacité de reconstruction des traces est typiquement de 90% dans la partie centrale et de 75% dans les parties avant. Elle n’est pas affectée de manière significative par l’empilement, mais le taux de reconstruction de fausses traces passe de 10 à 25% dans la partie centrale quand le nombre d’interactions passe de 20 à 25. L’efficacité de reconstruction des vertex diminue avec l’empilement tandis que le taux de reconstruction de faux vertex augmente, mais ces effets peuvent être limités en sélectionnant les traces de manière plus stricte (voir figure 7.1).

7.2 Reconstruction et étalonnage de l’énergie des jets

Les jets sont reconstruits en utilisant l’algorithme anti- k_T de paramètre $R=0,4$ [3]. Le choix ne s’est pas porté comme à D0 sur un algorithme de cône car ce type d’algorithmes comporte des désavantages. Les algorithmes de reconstruction des jets doivent dans l’idéal satisfaire deux conditions :

- la sûreté infrarouge : l’ajout de particules de basse énergie ne doit pas changer le résultat de la reconstruction ;
- la sûreté colinéaire : la désintégration de particules de haute impulsion transverse en deux particules colinéaires ne doit pas changer le résultat.

L’algorithme de cône simple ne respecte pas ces deux conditions. A D0, l’algorithme a été modifié pour être plus robuste (notamment en cherchant des candidats jets entre deux jets reconstruits comme nous l’avons décrit dans la partie 5.2.3. a). Malgré cette possibilité et pour réduire les risque de divergence infrarouge et colinéaire, le choix s’est porté dans ATLAS sur un autre type d’algorithme dit de recombinaison séquentielle. Dans cet algorithme, la distance entre chaque paire de protojets est calculée, et les protojets les plus proches sont associés pour former un jet. La distance entre deux particules repérées par les indices i et j est définie comme étant :

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^{2p}, p_{T_j}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad (7.1)$$

où $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$, avec y_i la rapidité et ϕ_i l’angle azimuthal de la particule i et p vaut -1 dans le cas de l’algorithme anti- k_T .

Les protojets en entrée de cet algorithme sont des amas d'énergie dans le calorimètre. Ces amas sont construits à partir de cellules dont l'énergie dépasse quatre fois le niveau du bruit enregistré dans le calorimètre. On ajoute à ces cellules toutes les voisines les plus proches, et si une de ces cellules a une énergie dépassant deux fois le niveau de bruit on considère également toutes ses cellules voisines.

Une fois les jets reconstruits, une sélection est appliquée pour éliminer les dépôts dans le calorimètre ne correspondant pas à des jets. Ce bruit de fond peut provenir de plusieurs sources :

- interactions entre le faisceau et du gaz dans le tube à vide ;
- cosmiques ;
- bruit dans le calorimètre.

Des coupures sont appliquées pour réduire ces différents bruits de fond. Les interactions faisceau-gaz et les cosmiques ne correspondent en général pas à un croisement de faisceau. Une coupure sur l'instant auquel le signal a été enregistré permet donc d'en réduire une partie. Lorsque du bruit est causé par une cellule dans le calorimètre, la fraction d'énergie enregistrée dans cette partie doit être très élevée. Une coupure haute sur les fractions d'énergie enregistrées dans les différentes parties du calorimètre permet donc de réduire ce bruit de fond. De plus, la forme du signal enregistré est comparé à la forme du signal attendu pour une gerbe et si la compatibilité n'est pas satisfaisante le jet est rejeté. L'efficacité de cette coupure sur les vrais jets est de 100%, et l'efficacité de reconstruction totale est de 100% pour des jets d'impulsions transverses supérieures à 25 GeV dans l'acceptance du calorimètre.

L'énergie des jets reconstruits doit ensuite être étalonnée pour prendre en compte différents effets qui altèrent la mesure de l'énergie. Cet étalonnage se fait en trois étapes. Tout d'abord, on estime l'énergie déposée dans le jet provenant de l'effet d'empilement, et on soustrait cette énergie de l'énergie du jet. L'énergie soustraite dépend du nombre de vertex reconstruits dans l'événement et de la pseudo-rapacité du jet. Elle a été estimée dans les données à partir d'événements de biais minimum. La direction du jet est ensuite corrigée pour qu'il ait pour origine le vertex primaire et non le centre du détecteur. L'énergie du jet reste inchangée, mais son impulsion transverse et ses coordonnées η et ϕ sont modifiées. Enfin, l'étalonnage de son énergie doit permettre de retrouver l'énergie de la particule à l'origine du jet. Cet étalonnage est estimé à partir d'événements multijets simulés dans lesquels l'énergie mesurée est comparée à l'énergie des particules au niveau généré. La correction dépend de l'énergie non-corrigée du jet et de sa pseudorapacité. Le facteur d'échelle en énergie utilisé pour l'étalonnage est montré figure 7.2 en fonction de l'impulsion transverse et dans trois intervalles en η . La précision sur l'énergie des jets étant identique dans les données et les simulations, il n'est pas nécessaire d'appliquer de correction supplémentaire.

7.3 Reconstruction et identification des électrons

7.3.1 Reconstruction

Les électrons utilisés dans l'analyse sont dits « centraux » puisqu'ils sont à des pseudorapidités maximales de 2,47 en valeur absolue. Leur reconstruction débute avec la recherche de dépôts d'énergie dans le calorimètre et leur regroupement en amas [4]. Ces amas doivent ensuite être associés avec une trace dans le détecteur central.

Les amas sont recherchés en considérant une fenêtre glissante dont la taille est de 3×5 tours dans la section du milieu du calorimètre. Une trace est ensuite recherchée dans le détecteur interne. Si aucune trace n'est suffisamment proche de l'amas le candidat électron est rejeté. Si plusieurs traces peuvent correspondre, la trace de meilleure qualité (c'est-à-dire ayant le plus grand nombre de coups) et avec la distance angulaire ΔR de l'amas la plus faible est gardée.

L'énergie de l'électron est définie par l'énergie de l'amas, tandis que les variables de direction (η et ϕ) sont définies par la trace. L'énergie de l'électron est définie par la somme de quatre

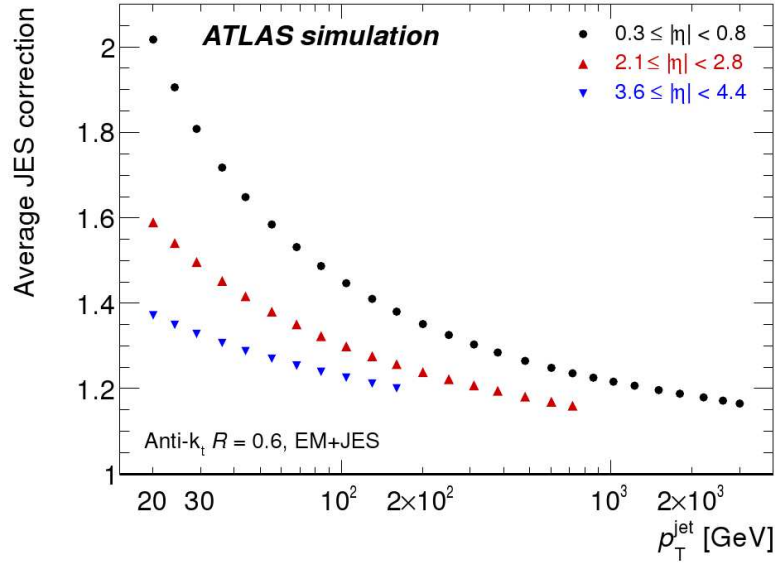


FIG. 7.2 – Facteur d'échelle d'étalonnage en fonction de l'impulsion pour trois intervalles en η .

termes :

- l'estimation de l'énergie déposée avant le calorimètre ;
- l'énergie mesurée dans le calorimètre ;
- l'estimation de l'énergie déposée en dehors de l'amas (fuites latérales) ;
- l'estimation de l'énergie déposée au-delà du calorimètre électromagnétique (fuites longitudinales).

Les corrections d'énergie prenant en compte les fuites latérales et longitudinales sont faites en fonction de l'énergie mesurée dans le pré-échantillonneur (dans la région où il est présent) et de l'énergie déposée dans chacune des trois couches du calorimètre électromagnétique. Ceci a pu être évalué grâce à la bonne description du détecteur dans les simulations Monte-Carlo.

7.3.2 Identification

Dans notre analyse, les électrons utilisés sont de qualité stricte. Ils doivent satisfaire au critère de qualité noté *Tight++* qui impose des conditions sur de nombreux paramètres.

- La forme de la gerbe : la fuite d'énergie dans le calorimètre hadronique doit être faible. La forme de la gerbe latérale est aussi prise en compte : des maxima d'énergie sont recherchés dans la première couche du calorimètre pour distinguer électrons et pions se désintégrant en deux photons.
- La qualité de la trace : il existe des conditions sur le nombre de coups dans le détecteur interne, et sur le signal dans le TRT. Le paramètre d'impact de la trace ne doit pas être trop grand.
- Des conditions sont appliquées sur la distance angulaire entre l'amas d'énergie et la trace et le rapport entre l'énergie dans le calorimètre et l'impulsion de la trace.

Les autres critères de sélection seront précisés par la suite. L'efficacité de reconstruction des électrons est de 98%, et l'efficacité d'identification avec le critère strict utilisé est d'environ 85% dans la partie centrale et de 75% dans les parties avant. La réjection attendue des hadrons avec le critère d'identification strict est de 50 000.

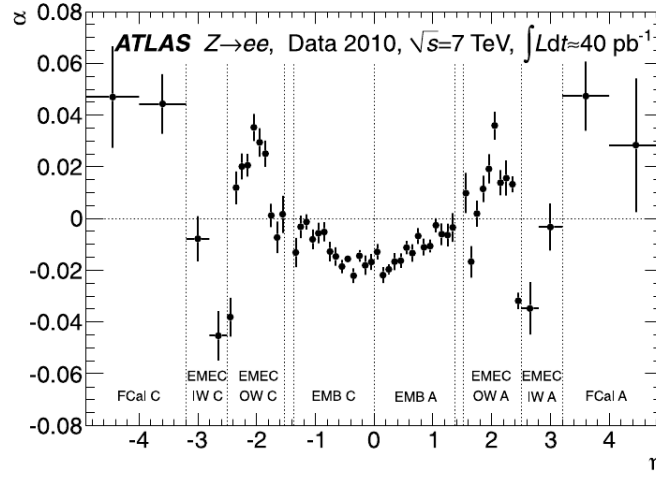


FIG. 7.3 – Facteur correctif d'échelle en énergie des électrons en fonction de la pseudorapidité.

7.3.3 Echelle et résolution en énergie des électrons

Les premières corrections apportées à l'énergie des électrons (décrites plus haut) permettent de prendre en compte l'énergie déposée avant le calorimètre et les fuites latérales et longitudinales. Elles sont calculées à partir des simulations Monte-Carlo. Une correction additionnelle est apportée pour prendre en compte la modulation de la réponse en énergie en fonction de η et ϕ .

La dernière correction, un étalonnage in-situ, utilise des événements $Z \rightarrow ee$ des données pour mesurer l'erreur d'étalonnage résiduelle α . Celle-ci est définie comme :

$$E^{mes} = E^{vraie}(1 + \alpha)$$

où E^{mes} est l'énergie mesurée dans le calorimètre avec les premières corrections, et E^{vraie} est la vraie énergie de la particule.

La valeur de α dans chaque région en η du calorimètre est obtenue en faisant un ajustement de la distribution en masse invariante de la paire d'électrons provenant de la désintégration du Z dans les données aux simulations. Le facteur correctif est de -2% dans la partie centrale et d'environ 2% dans les bouchons (voir figure 7.3). Des événements $J/\psi \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$ sont également utilisés pour vérifier la linéarité de la réponse avec l'énergie. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux observés pour les événements $Z \rightarrow ee$, et les différences observées sont prises comme incertitudes systématiques pour les électrons de basse énergie.

La précision sur la mesure de l'énergie des électrons est légèrement meilleure dans les simulations que dans les données. Pour corriger la simulation, le terme constant C de l'équation de résolution en énergie du calorimètre de l'équation 4.2 a été estimé dans les données à l'aide d'événements $Z \rightarrow ee$. Dans les données, il est de $1,2 \pm 0,6$ % dans la partie centrale et de $1,8 \pm 0,6$ % la partie avant. Dans les simulations, ce terme est de 0,5%. Les simulations sont ensuite corrigées de la différence entre les termes constants des données et des simulations.

7.4 Reconstruction et identification des muons

Les muons utilisés dans l'analyse sont de type combiné, c'est-à-dire qu'ils correspondent à une trace dans le système à muons à laquelle a pu être associée une trace dans le détecteur interne. La reconstruction des muons se fait en trois étapes. La première étape consiste à transformer les données brutes en rayons de dérive pour les MDT et en coups pour les CSC et les chambres de déclenchement (RPS et TGC). Les RPC et TGC définissent des zones d'intérêt dans lesquelles les

informations des MDT et CSC sont analysées. Des segments sont reconstruits entre les différentes couches des stations de MDT et CSC. Ces segments sont des lignes droites tangentes aux rayons de dérive. Ceux-ci sont ensuite combinés pour former une trace dans le système à muons, en partant des couches extérieures et en extrapolant la trajectoire dans la couche interne. Le champ magnétique est pris en compte avec une hypothèse d'impulsion obtenue en considérant que le muon a été produit au point d'interaction. Une fois les différents segments associés, la trace subit un nouvel ajustement en prenant en compte les effets de la matière et les inhomogénéités du champ magnétique. Cette trace est ensuite propagée jusqu'au détecteur interne en prenant en compte les pertes d'énergie dans le détecteur et notamment le calorimètre. On recherche si une trace détectée dans le détecteur interne peut y être associée. Dans ce cas un nouvel ajustement est réalisé en prenant en compte les paramètres des deux traces. Cette combinaison permet d'améliorer considérablement la précision sur l'impulsion des muons, en particulier jusqu'à 100 GeV.

La précision sur la mesure en impulsion des muons est étudiée en utilisant des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ [5]. La largeur du pic du Z permet d'extraire la précision sur l'impulsion dans les données et les simulations. La figure 7.4a montre cette comparaison pour différentes régions en pseudo-rapacité et pour différentes valeurs d'empilement. Les figures 7.4b et 7.4c montrent les mêmes comparaisons pour des muons reconstruits seulement dans le détecteur interne ou dans le détecteur à muons. Pour les muons combinés, les résolutions entre données et simulations sont assez proches dans la partie centrale du détecteur, tandis que dans les parties avant et arrière une différence d'environ 0,5 GeV est observée. Cette différence provient de l'alignement du système à muons et du détecteur interne, qui est optimal dans les simulations et qui est progressivement amélioré sur le détecteur. Dans la partie centrale, il a pu être corrigé en utilisant des muons cosmiques ce qui n'a pas été possible dans les parties avant, le flux de muons étant moins élevé. La précision sur l'impulsion des muons est dégradée légèrement dans les simulations pour prendre en compte ces effets. On remarque que l'augmentation du nombre d'interactions par faisceaux ne modifie pas la précision sur la mesure en impulsion.

La valeur de la masse invariante extraite des distributions dans les simulations et les données est utilisée pour corriger d'éventuelles différences d'échelle en énergie. La valeur obtenue dans la partie centrale est en bon accord avec la moyenne mondiale de la masse du Z. Dans les parties avant et arrière, des corrections doivent être apportées pour prendre en compte les différences résiduelles.

7.5 Énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est reconstruite de la même manière qu'à D0. Un bilan d'énergie est écrit au niveau du calorimètre en utilisant toutes les cellules associées à des objets physiques (électrons, photons, taus, etc) et les amas d'énergie utilisés pour la reconstruction des jets [6]. La contribution des muons est ensuite prise en compte.

La performance de la reconstruction de l'énergie transverse manquante est étudiée en utilisant des événements de biais minimum, dijets, $Z \rightarrow \ell\ell$ et $W \rightarrow \nu\ell$, et en comparant les distributions obtenues aux distributions attendues dans les simulations. La figure 7.5 montre cette comparaison pour des événements $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$, l'accord obtenu est satisfaisant. Les événements à grandes valeurs de E_T dans les données peuvent être des événements contenant des neutrinos, ou des événements dans lesquels l'énergie des jets est mal mesurée (l'énergie transverse manquante est alors alignée avec un des jets). Ce type d'événements peut être rejeté en appliquant une coupure en $\Delta\phi$ entre la direction de l'énergie transverse manquante et la direction des jets.

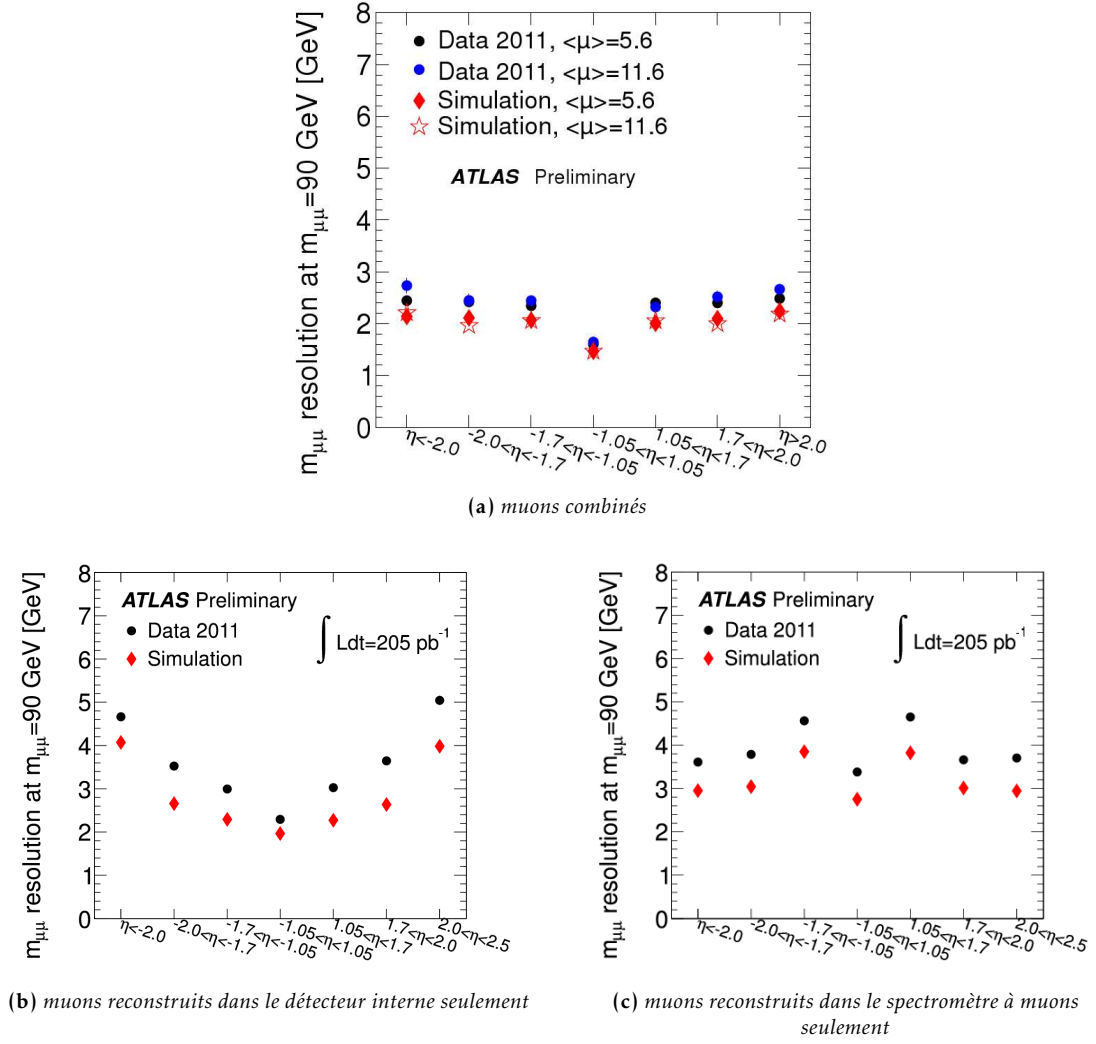
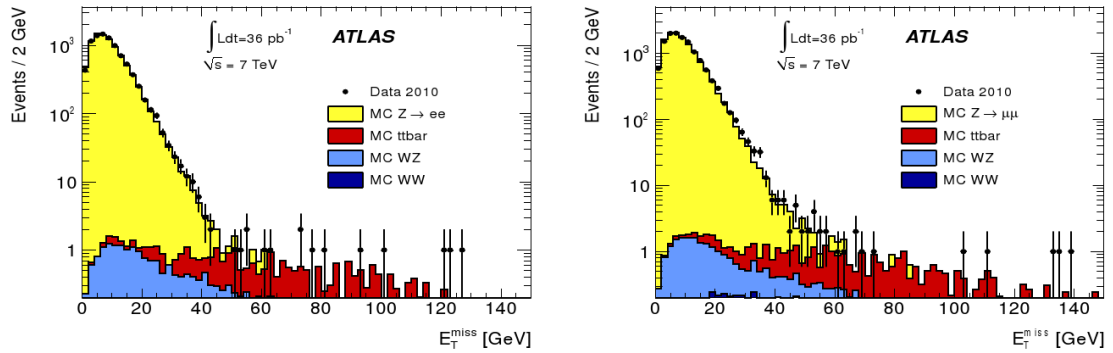


FIG. 7.4 – Comparaison de la précision sur la masse invariante mesurée dans les données et les simulations.


 FIG. 7.5 – Energie transverse manquante dans les données et les simulations pour des événements $Z \rightarrow ee$ (gauche) et $Z \rightarrow \mu\mu$ (droite).

Mesure de l'asymétrie de charge de la paire top-antitop dans l'expérience ATLAS

Minute papillon, je termine.

François Damiens, Dikkenek

Nous présentons ici la mesure de l'asymétrie de charge de la paire $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique à l'aide des données enregistrées par le détecteur ATLAS en 2011 correspondant à une luminosité intégrée de $4,7 \text{ fb}^{-1}$. Dans cette analyse, nous nous intéressons à la fois à l'asymétrie de la paire de leptons et de la paire de quarks top. Cette analyse peut être séparée en plusieurs étapes. Il faut d'abord sélectionner un échantillon de données enrichi en événements contenant des paires $t\bar{t}$. L'asymétrie des leptons peut être directement calculée à partir de cet échantillon, mais l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$ nécessite de reconstruire la cinématique des événements. Nous avons développé pour cela une méthode de reconstruction qui s'appuie sur un outil développé pour la mesure de la masse du quark top à D0. La dernière étape de l'analyse consiste à étalonner les résultats obtenus pour prendre en compte les effets d'acceptance et de résolution, et pour estimer la valeur de l'asymétrie générée. Nous avons testé deux méthodes différentes pour cet étalonnage que nous discuterons.

Nous présenterons d'abord la mesure dans le canal dileptonique qui a été réalisée pendant ce travail de thèse, puis nous montrerons le résultat de la combinaison avec la mesure dans le canal semileptonique. Nous interpréterons ces résultats en terme de contraintes sur les modèles de physique au-delà du modèle standard et nous évoquerons quelques perspectives pour la mesure de l'asymétrie de charge.

8.1 Mesure de l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$ dans le canal dilepton

8.1.1 Sélection des événements

La sélection des événements suit le même principe que dans l'analyse effectuée à D0, mais les coupures utilisées ne sont pas tout à fait identiques. Nous détaillons d'abord les objets utilisés avant de décrire les étapes de la sélection.

Sélection des électrons Les électrons sont de qualité stricte Tight++ (voir section 7.3.2). Une coupure stricte est également appliquée sur l'isolation, pour rejeter le bruit de fond provenant d'événements multijets. Deux variables sont utilisées pour assurer cette isolation : $E_T^{0,2}$ et $p_T^{0,3}$. Celles-ci sont définies comme étant l'énergie transverse dans un cône de taille 0,2 et l'impulsion des traces dans un cône de 0,3 autour de l'électron. Les coupures sur ces variables sont ajustées pour avoir une efficacité de 90% une fois le critère d'identification Tight++ appliqué. Les électrons sont sélectionnés si leur énergie transverse est supérieure à 25 GeV. L'énergie transverse est

définie comme : $E_T = E_{cl}/\cosh(\eta_{tr})$, où E_{cl} est l'énergie du cluster et η_{tr} la pseudorapidité de la trace. La pseudorapidité du cluster doit être inférieure à 2,47 en valeur absolue (ce qui correspond à la région d'acceptance du détecteur de traces interne). Pour éviter la zone de transition entre la partie centrale du calorimètre et les bouchons, la pseudorapidité ne doit pas être comprise entre 1,37 et 1,52 en valeur absolue.

Sélection des muons Les muons utilisés sont de type combiné, comme ce qui a été décrit dans la section 7.4. Ils doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 20 GeV et une pseudorapidité inférieure à 2,5 en valeur absolue. Leur trace doit satisfaire plusieurs critères de qualité et ils doivent être isolés. Pour cela, on utilise les mêmes variables d'isolation que pour les électrons et on doit avoir : $E_T^{0,2} < 4$ GeV et $p_T^{0,3} < 2,5$ GeV. Enfin, les muons situés près de jets de grande impulsion sont éliminés.

Sélection des jets Les jets doivent avoir une énergie supérieure à 25 GeV et une valeur absolue de pseudorapidité inférieure à 2,5.

Sélection des événements $t\bar{t}$

- Les événements sélectionnés doivent avoir validé un terme de déclenchement sur les électrons ou les muons. Les termes de déclenchement utilisés dépendent de l'époque de la prise de données. Au début de l'année 2011, les événements utilisés étaient enregistrés lors de la détection d'un électron de 20 GeV d'impulsion transverse, ou d'un muon de 18 GeV. Après quelques mois et avec l'augmentation de la luminosité instantanée, les critères ont été durcis et le seuil de déclenchement pour les électrons est passé à 22 GeV.
- Au moins cinq traces doivent être rattachées au vertex primaire de l'événement.
- Les événements doivent contenir exactement deux leptons (électrons ou muons correspondant aux critères définis précédemment) de charges opposées. Ce niveau de sélection sera appelé « niveau inclusif » par la suite.
- Au moins un de ces leptons doit correspondre à l'objet ayant validé le terme de déclenchement.
- Les événements dans lesquels le muon et l'électron sont trop proches sont éliminés. Cette coupure est appliquée afin d'éliminer les événements dans lesquels un muon émet un photon par bremsstrahlung qui est ensuite identifié comme un électron à la suite d'une association fortuite avec une trace dans le détecteur interne (ou avec la même trace que celle du muon).
- Les événements ne doivent pas contenir de « mauvais jet » d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Cette coupure permet d'éliminer les jets ne provenant pas de la collision (voir la section 7.2).
- Les événements doivent contenir au moins deux jets.
- Dans les canaux diélectron et dimuon, l'énergie transverse manquante doit être au minimum de 60 GeV. La masse invariante des deux leptons doit être de plus de 15 GeV et ne doit pas être trop proche de la masse du Z ($|m_{ll} - m_Z| > 10$ GeV), dans le but de réduire le bruit de fond qui est dominant à ce niveau.
- Dans le canal électron-muon, on définit la variable H_T comme étant la somme de l'impulsion transverse des deux leptons et des deux premiers jets. Celle-ci doit être au minimum de 130 GeV.

La différence principale avec la sélection utilisée pour la mesure de la section efficace à D0 est donc la coupure sur l'énergie transverse manquante (qui n'était appliquée à D0 que dans le canal dimuon avec une limite inférieure à 40 GeV). À D0, cette coupure était remplacée par une coupure sur la significativité de l'énergie transverse manquante. Ce type de variables permet de gagner en efficacité pour une même réjection du bruit de fond, ce qui est important lorsque les erreurs statistiques sont dominantes dans les analyses. Dans le cas d'ATLAS, une coupure simple

sur l'énergie transverse manquante suffit, même si d'autres algorithmes pourraient permettre de gagner en efficacité. Dans le canal $e\mu$, la coupure sur la variable H_T est un peu supérieure dans cette analyse, mais elle est définie de manière différente que dans D0.

Estimation du bruit de fond Les principaux bruits de fond sont estimés à partir des simulations Monte-Carlo. Les bruits de fond Z et top célibataire sont générés par ALPGEN et HERWIG pour l'hadronisation associé au générateur JIMMY pour prendre en compte des interactions partoniques multiples. Les événements dibosons sont générés par ALPGEN + HERWIG. Le signal est généré par MC@NLO + HERWIG.

Seul le bruit de fond instrumental provenant d'événements multijets est estimé à partir des données. La méthode utilisée est appelée « méthode de la matrice », et elle est différente de celle que nous avons utilisée à D0. Elle consiste à lier le nombre de vrais et faux leptons dans un échantillon aux nombres d'événements dans deux lots de données ayant des critères d'identification plus ou moins stricts. On considère un lot d'événements contenant un lepton identifié avec des critères relâchés. Le nombre d'événements N^r dans ce lot peut s'écrire en fonction du nombre de vrais et faux électrons (N_{vrai}^r et N_{faux}^r) qu'il contient :

$$N^r = N_{faux}^r + N_{vrai}^r.$$

Si on applique sur ce lot une coupure stricte sur l'identification du lepton (identique à celle qui est appliquée dans l'analyse), on a alors :

$$\begin{aligned} N^s &= N_{faux}^s + N_{vrai}^s \\ N^s &= \epsilon_{faux} N_{faux}^r + \epsilon_{vrai} N_{vrai}^r \end{aligned} \quad (8.1)$$

où N^s est le nombre d'événements qui passent une coupure stricte, ϵ_{faux} est l'efficacité d'identification des faux leptons et ϵ_{vrai} est celle des vrais leptons. L'efficacité ϵ_{vrai} est estimée à partir d'une méthode d'objet de contrôle et d'objet test, tandis que ϵ_{faux} est estimée dans un échantillon dominé par les événements multijets (par exemple en prenant des leptons de basse énergie transverse et en inversant les coupures d'isolation). On a donc :

$$\begin{pmatrix} N^r \\ N^s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \epsilon_{vrai} & \epsilon_{faux} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_{vrai}^r \\ N_{faux}^r \end{pmatrix}. \quad (8.2)$$

Le nombre de faux électrons dans l'échantillon strict peut ainsi être déduit de ce système, et on obtient :

$$N_{faux}^s = \frac{\epsilon_{faux}}{\epsilon_{vrai} - \epsilon_{faux}} (N^s - \epsilon_{vrai} N^r).$$

Ce système peut être généralisé dans des lots d'événements à deux leptons, passant soit la coupure relâchée soit la coupure stricte d'identification. Le système s'écrit alors :

$$\begin{pmatrix} N^{ss} \\ N^{sr} \\ N^{rs} \\ N^{rr} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} N_{vrai\ vrai}^{rr} \\ N_{vrai\ faux}^{rr} \\ N_{faux\ vrai}^{rr} \\ N_{faux\ faux}^{rr} \end{pmatrix}.$$

La matrice M s'exprime en fonction de l'efficacité d'identification des deux leptons (comme dans l'équation 8.2), et elle peut ensuite être inversée pour obtenir le nombre de faux électrons dans l'échantillon strict.

Échantillon sélectionné Après application de ces coupures, le nombre d'événements attendus de signal est de près de 6700. Le nombre d'événements dans les simulations et les données est

présenté dans la table 8.1. Un bon accord est obtenu entre le nombre d'événements attendu et observé dans chaque canal.

L'efficacité de sélection est beaucoup plus faible dans le canal diélectron que dans le canal dimuon (les nombres d'événements de signal attendus diffèrent presque d'un facteur 3). Ceci est dû aux coupures strictes sur l'identification et l'isolation des électrons qui permettent de réduire de manière importante le bruit de fond instrumental. On remarque que les événements de quarks top célibataires sont considérés dans l'évaluation du bruit de fond, alors que ce bruit de fond est négligeable à D0. Ceci est dû à la section efficace assez importante de ce processus dans le canal Wt qui est négligeable au Tevatron, mais dont la section efficace est 100 fois plus élevée au LHC. Dans ce canal l'état final est très proche de celui du signal avec un boson W et un quark top. La section efficace totale de production du quark top célibataire est 30 fois plus élevée au LHC qu'au Tevatron, tandis que la section efficace $t\bar{t}$ est multipliée par 20.

Canal	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
$t\bar{t}$	$591,2 \pm 5,7 \pm 60,8$	$4399,9 \pm 15,2 \pm 452,4$	$1638,7 \pm 9,1 \pm 168,5$
$Z \rightarrow ee/\mu\mu$	$19,3 \pm 2,6 \pm 6,6$	-	$83,3 \pm 6,9 \pm 28,3$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$19,2 \pm 1,9 \pm 6,5$	$176,9 \pm 6,1 \pm 60,2$	$66,9 \pm 3,7 \pm 22,7$
top célibataire	$30,1 \pm 2,1 \pm 2,4$	$229,9 \pm 5,2 \pm 18,4$	$81,6 \pm 3,1 \pm 6,5$
dibosons	$8,9 \pm 0,7 \pm 0,4$	$70,1 \pm 1,9 \pm 3,5$	$23,1 \pm 1,1 \pm 1,2$
QCD	$70,3 \pm 8,4 \pm 35,1$	$248,0 \pm 15,8 \pm 124,0$	$32,0 \pm 5,7 \pm 16,0$
Total	$739,0 \pm 10,9 \pm 70,9$	$5124,8 \pm 23,4 \pm 473,3$	$1925,6 \pm 13,7 \pm 173,2$
Données	732	5305	2010

TAB. 8.1 – Nombres d'événements observés comparés aux nombres attendus de signal et bruit de fond dans les simulations Monte-Carlo. Les erreurs prennent en compte l'erreur statistique et l'erreur systématique sur la normalisation des simulations.

Les comparaisons de plusieurs distributions entre données et simulations Monte-Carlo sont faites à plusieurs niveaux de sélection. La figure 8.1 montre ces comparaisons au niveau inclusif, c'est-à-dire après la sélection sur les leptons seulement. La figure 8.2 présente les mêmes variables après la coupure sur le nombre de jets. On remarque qu'à ce niveau, les événements Z +jets sont dominants dans les canaux diélectron et dimuon. On cherche donc à les réduire avec les coupures topologiques finales. Dans le canal électron-muon le signal est déjà dominant. Les figures 8.3 et 8.4 montrent la distribution des mêmes variables après la sélection finale. Les incertitudes statistiques sont indiquées sur les données. Les bandes hachurées correspondent à l'incertitude sur la normalisation des simulations. Le rapport du nombre d'événements dans les données sur le nombre d'événements dans les simulations est présenté en dessous de chaque distribution, avec ses erreurs statistiques. L'accord obtenu est satisfaisant à tous les niveaux de sélection.

8.1.2 Reconstruction cinématique avec la méthode des éléments de matrice

8.1.2. a Stratégie

Une fois les événements sélectionnés, il est nécessaire de reconstruire leur cinématique afin de pouvoir calculer l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$. Dans le canal dileptonique, l'état final comprend deux neutrinos. Le système d'équations obtenu en écrivant la conservation de l'énergie-impulsion à chaque vertex est un système de 16 équations à 22 inconnues et 16 grandeurs mesurées. Les inconnues sont les quadrivecteurs impulsion-énergie du quark top, de l'antitop et des bosons W^+ et W^- , ainsi que les vecteurs impulsion des neutrinos. On mesure l'impulsion et l'énergie des deux jets et des deux leptons. Le système est donc sous-contraint et il est impossible de trouver une solution sans formuler d'hypothèses supplémentaires. On fixe alors la masse du quark top

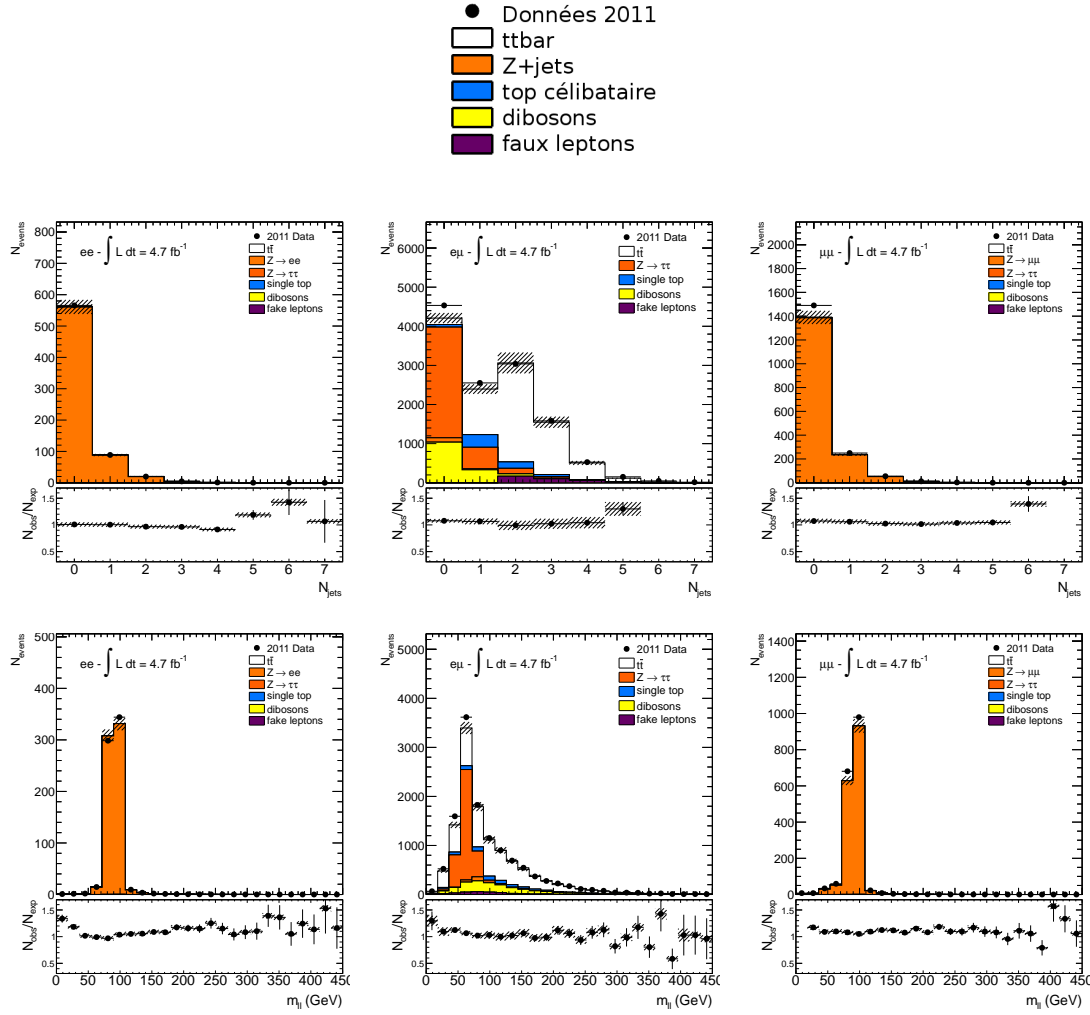


FIG. 8.1 – Comparaison données-simulation pour les événements avec exactement deux leptons de signes opposés (sélection inclusive). Les distributions présentées sont : le nombre de jets (en haut) et la masse invariante des deux leptons (en bas) dans les trois canaux (diélectron à gauche, électron-muon au milieu, dimuon à droite). Les points représentent les données et les histogrammes correspondent aux simulations. Les incertitudes statistiques sont montrées sur les données. Les bandes hachurées correspondent à l'incertitude sur la normalisation des simulations. Le rapport du nombre d'événements dans les données sur le nombre d'événements dans les simulations est présenté en dessous de chaque distribution, avec ses erreurs statistiques.

et du boson W à leur moyenne mondiale ce qui réduit le nombre d'inconnues à 18. On écrit des contraintes additionnelles en écrivant l'équilibre du système $t\bar{t}$ dans le plan transverse. Elles relient l'impulsion transverse des neutrinos à l'impulsion transverse du système $t\bar{t}$. En faisant une hypothèse sur $p_T(t\bar{t})$ (par exemple en le fixant à 0), on obtient un système de 18 équations à 18 inconnues qu'il est possible de résoudre.

Il reste pourtant plusieurs ambiguïtés. Pour résoudre le système, il faut associer un jet et un lepton et supposer qu'ils proviennent de la désintégration du même quark top. Dans un événement à deux jets et deux leptons, il existe deux possibilités différentes. Dans de nombreux événements le nombre de jets est supérieur à deux, et le nombre de possibilités est beaucoup plus important. La deuxième ambiguïté provient du fait que la résolution du système d'équations donne deux ou quatre solutions distinctes. Il faut donc trouver un critère pour choisir une solution parmi les différentes possibles, ou garder toutes les solutions mais leur donner un poids

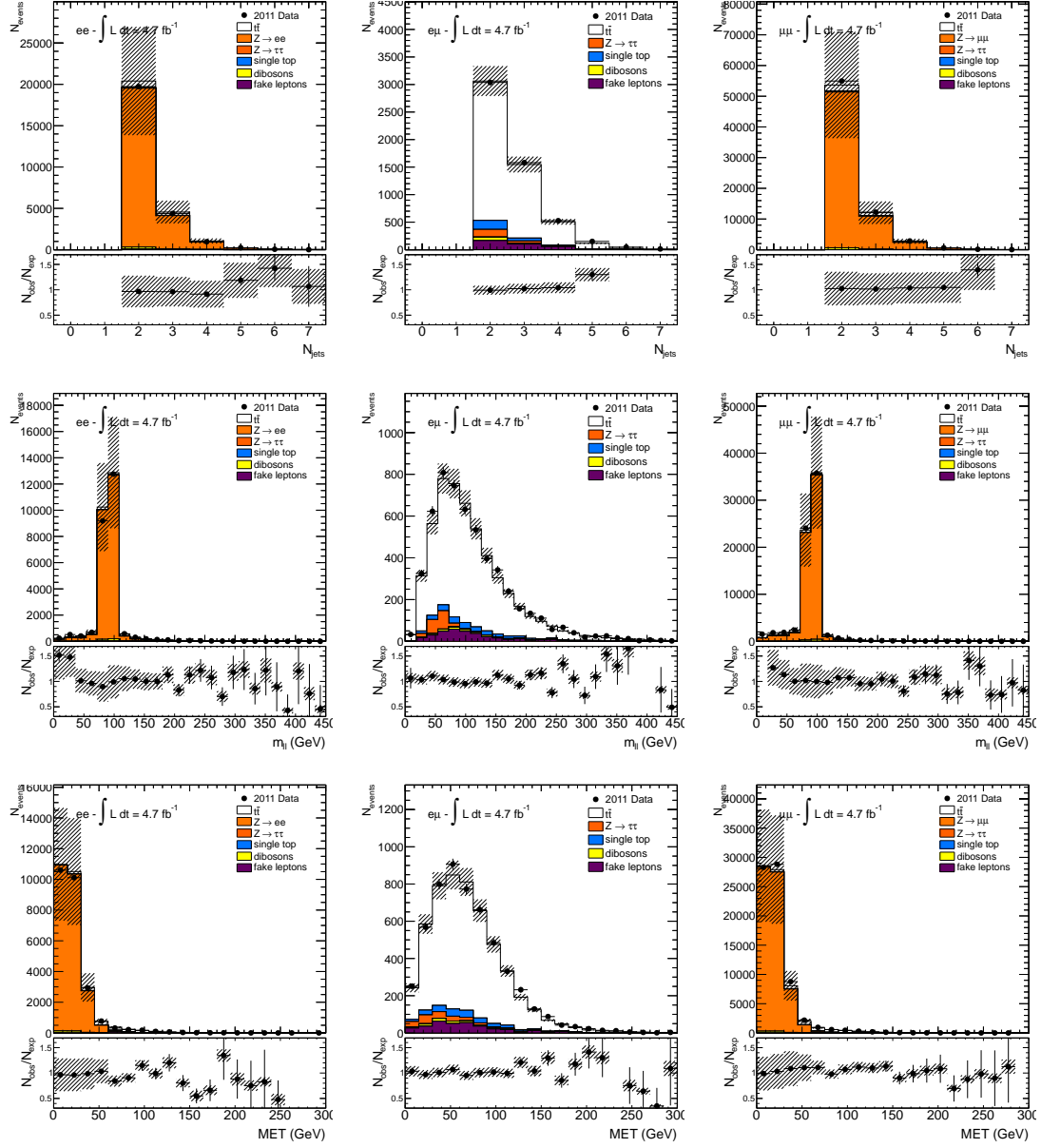


FIG. 8.2 – Comparaison données-simulation après la sélection sur le nombre de jets. Les distributions présentées sont : le nombre de jets (haut), la masse invariante des deux leptons (milieu) et l'énergie transverse manquante (bas) dans les trois canaux (diélectron à gauche, électron-muon au milieu, dimuon à droite).

8.1. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE LA PAIRE $T\bar{T}$ DANS LE CANAL DILEPTON

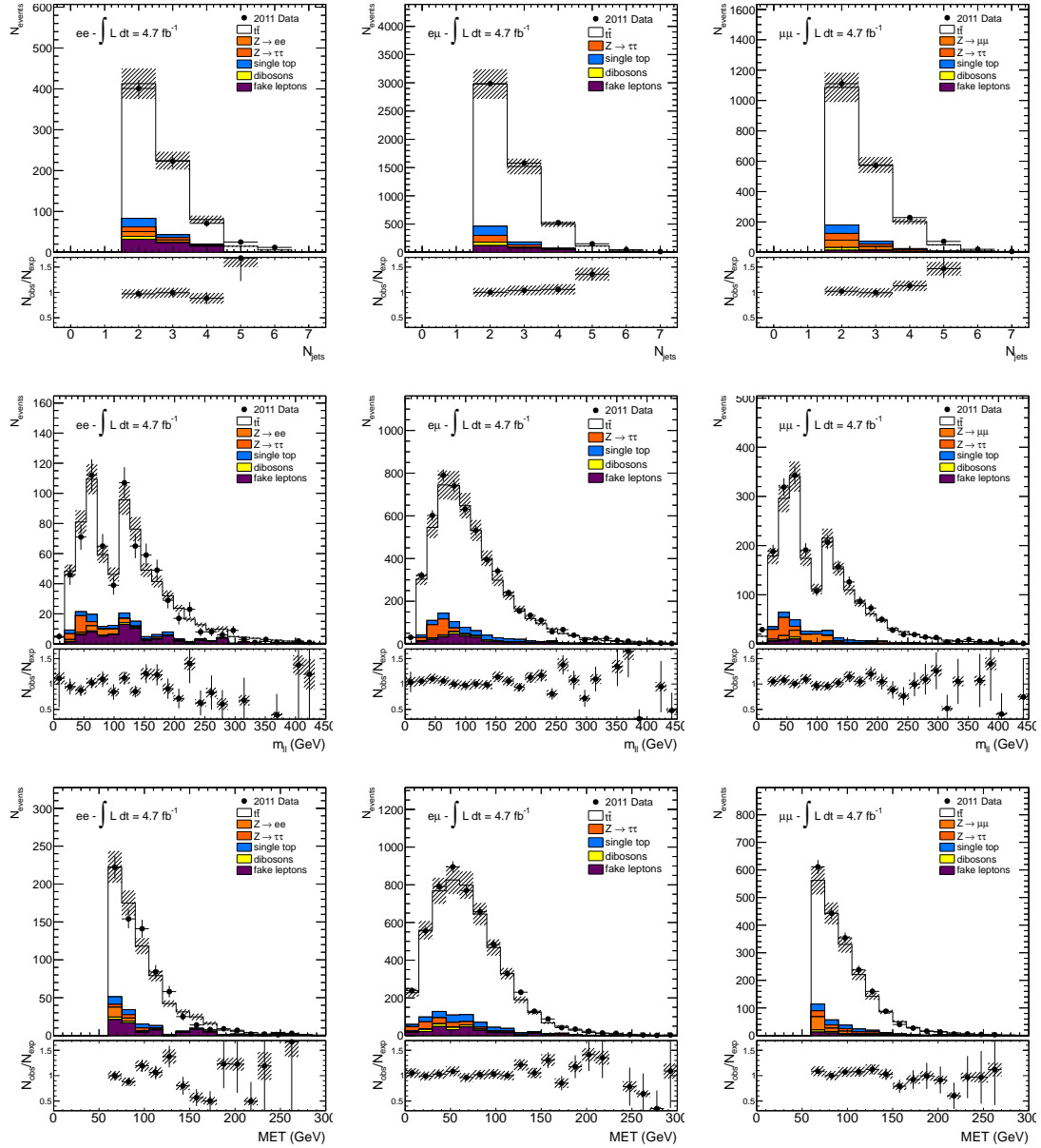


FIG. 8.3 – Comparaison données-simulation après la sélection finale. Les distributions présentées sont : le nombre de jets (haut), la masse invariante des deux leptons (milieu) et l'énergie transverse manquante (bas) dans les trois canaux (diélectron à gauche, électron-muon au milieu, dimuon à droite).

pour essayer de différencier celles qui sont plus ou moins probables.

8.1.2. b Méthode des éléments de matrice

L'efficacité de résolution du système d'équations lorsque l'on suppose que les énergies et impulsion de tous les objets sont exactement mesurées et que l'on suppose $p_T(t\bar{t}) = 0$ n'est pas satisfaisante. Une solution est trouvée dans moins d'un cas sur deux. La perte d'efficacité de la résolution du système vient en particulier de l'hypothèse sur $p_T(t\bar{t})$ et sur le fait que l'énergie des jets est mesurée de manière exacte. Pour gagner en efficacité de reconstruction, il est nécessaire de faire plusieurs hypothèses sur $p_T(t\bar{t})$ et de prendre en compte la résolution en énergie des jets.

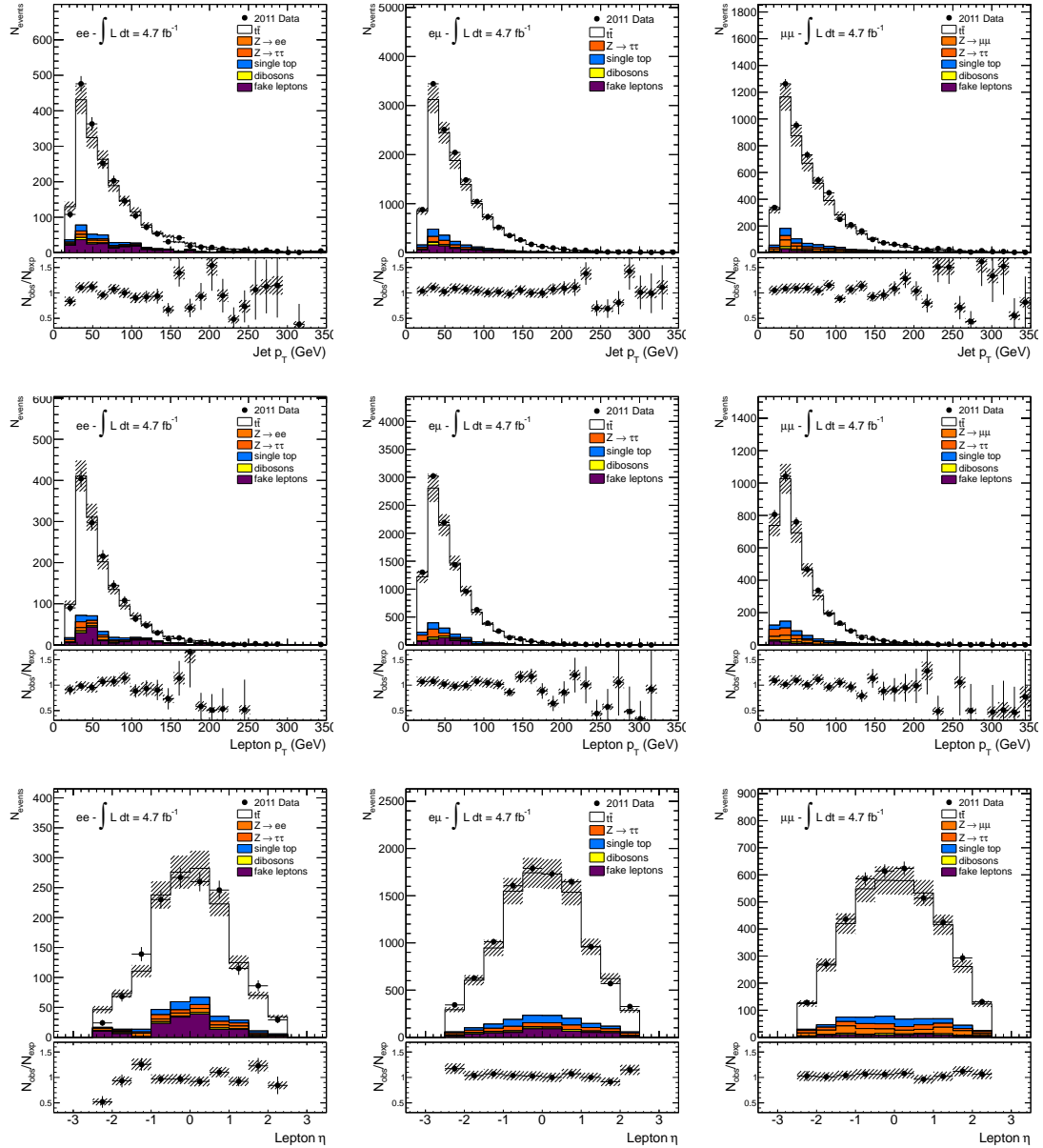


FIG. 8.4 – Comparaison données-simulation après la sélection finale. Les distributions présentées sont : l'impulsion transverse des jets (haut), l'impulsion transverse des leptons (milieu) et la pseudorapidité des leptons (bas) dans les trois canaux (diélectron à gauche, électron-muon au milieu, dimuon à droite).

Pour l'impulsion de la paire $t\bar{t}$, on se base sur les distributions dans les simulations Monte-Carlo, en différenciant les événements avec deux jets ou au moins trois jets. Les distributions sont montrées sur la figure 8.5. Pour l'énergie des jets, des fonctions de transfert ont été mises au point pour la reconstruction des événements dans le canal lepton+jets (avec la méthode KLFitter [7]). Ces fonctions de transfert relient l'énergie mesurée à l'énergie du parton. Elles sont montrées sur la figure 8.6.

Plusieurs milliers d'hypothèses sont faites pour chacune de ces grandeurs. Le tirage aléatoire de valeurs pour l'énergie des jets et l'impulsion de la paire $t\bar{t}$ dans leurs fonctions de transfert est géré par le logiciel VEGAS [9]. Pour chaque solution trouvée, un poids est calculé prenant en

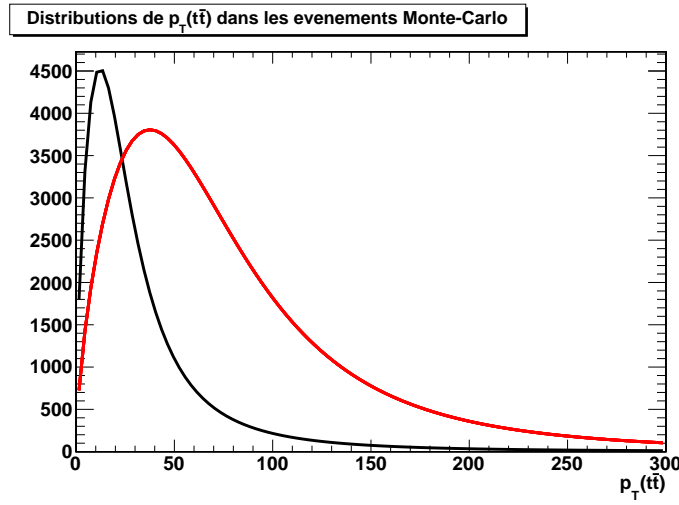


FIG. 8.5 – Distribution de l'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$ dans les événements Monte-Carlo avec exactement deux jets (noir) ou au moins trois jets (rouge).

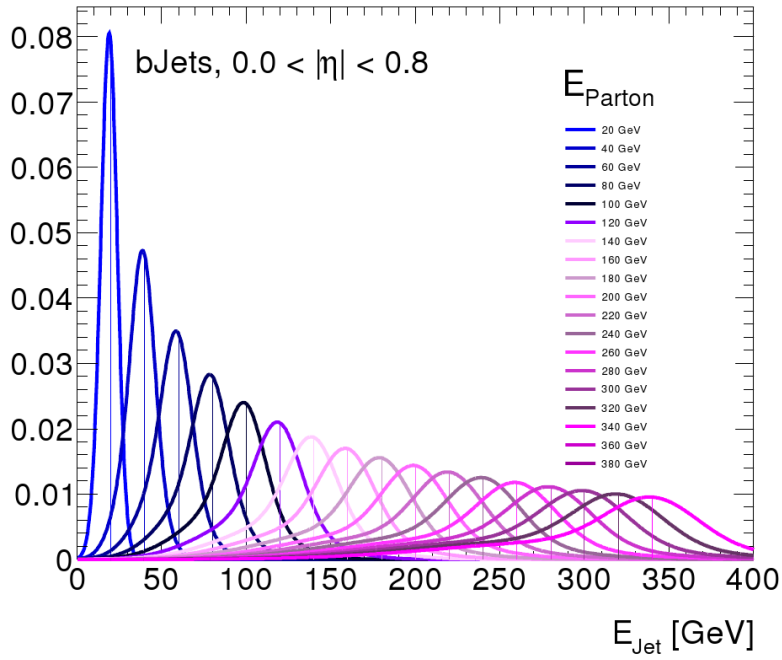


FIG. 8.6 – Fonctions de transfert des jets utilisées pour la reconstruction [8].

compte l'élément de matrice $\mathcal{M}(y)$ du processus, les fonctions de densité partoniques f_{PDF} et la fonction de transfert $W(x, y)$. Le poids est défini comme :

$$\frac{(2\pi)^4}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 s} d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 f_{PDF}(\varepsilon_1) f_{PDF}(\varepsilon_2) |\mathcal{M}(y)|^2 W(x, y) d\Phi_n$$

où :

- y représente les quantités partoniques supposées ;
- x représente les quantités partoniques reconstruites ;
- ε_1 et ε_2 sont les fractions d'impulsion des protons emportées par les gluons ;

- $\mathcal{M}(y)$ est l'élément de matrice $gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \ell\bar{\ell}$ à l'ordre des arbres ;
- $W(x, y)$ prend en compte les fonctions de transfert des jets et les distributions a priori de $p_T(t\bar{t})$;
- s est l'énergie de la collision dans le centre de masse ;
- $d\Phi_n$ est l'espace des phases dans l'espace à n -dimensions.

8.1.2. c Définition des observables

Pour chaque événement, on considère les deux ou trois jets de plus haute impulsion transverse de l'événement. Le nombre d'associations possibles entre les leptons et les jets est donc de 2 ou 6. Pour chacune de ces associations, plusieurs milliers d'hypothèses sont faites sur les énergies des jets et sur $p_T(t\bar{t})$. Pour chacune de ces hypothèses, on obtient 0, 2 ou 4 solutions après résolution du système d'équations cinématiques. On note :

- N^{perm} le nombre d'associations lepton-jet ;
- N^{ech} le nombre de points d'échantillonnage ;
- N_j^{sol} le nombre de solutions au point d'échantillonnage j (2 ou 6 en fonction du nombre de jets de l'événement).

Pour chaque événement, on obtient plusieurs dizaines de milliers de solutions, et donc le même nombre de valeurs pour chaque observable. On cherche alors à simplifier le traitement des données, tout en gardant le maximum d'information possible.

Pour une permutation donnée, on somme le poids de chacune des solutions pour obtenir un poids global :

$$p^k = \sum_{j=1}^{N_{sampl}} \sum_{i=1}^{N_j^{sol}} w_{ij}^k.$$

On calcule aussi le poids relatif de chaque permutation dans l'événement :

$$r^k = \frac{p^k}{\sum_{l=1}^{N^{perm}} p^l}.$$

Pour une variable y (par exemple la rapidité du quark top) et une permutation k , notre observable correspond à la moyenne pondérée de la valeur reconstruite de y sur toutes les solutions obtenues :

$$y^k = \frac{\sum_{j=1}^{N_{sampl}} \sum_{i=1}^{N_j^{sol}} w_{ij}^k y_{ij}^k}{\sum_{j=1}^{N_{sampl}} \sum_{i=1}^{N_j^{sol}} w_{ij}^k}. \quad (8.3)$$

On construit les distributions avec une entrée par permutation, en prenant en compte le poids relatif de la permutation dans l'événement : $r^k y^k$.

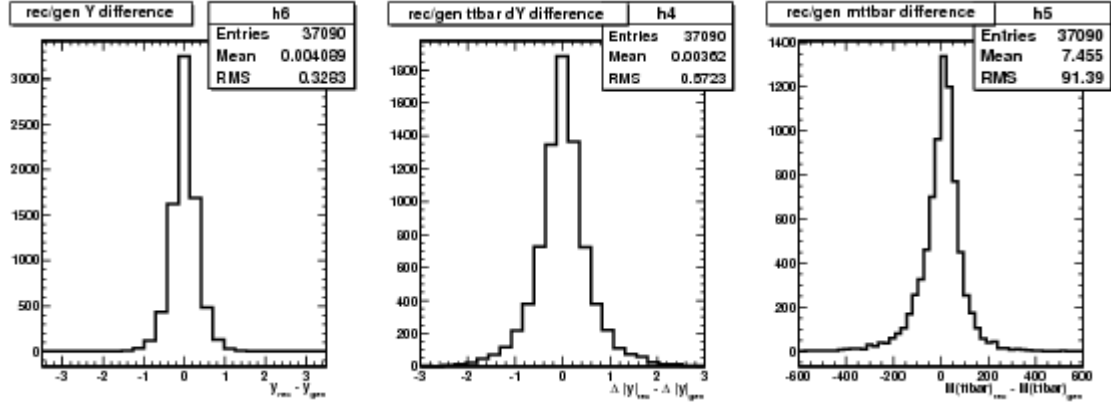
8.1.2. d Performances

Nous avons effectué plusieurs tests pour évaluer la performance de cette méthode de reconstruction sur des événements simulés par MC@NLO.

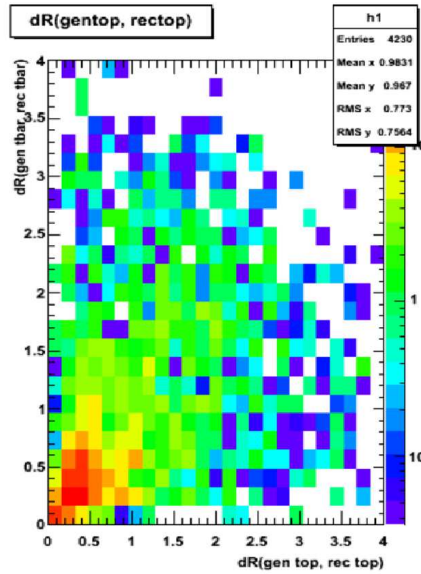
Le premier test consiste à évaluer le nombre de fois où la bonne permutation est retrouvée dans les événements Monte-Carlo, c'est-à-dire où elle a obtenu la probabilité la plus élevée de l'événement. Dans les simulations, on essaie de faire correspondre un jet reconstruit à chaque quark b généré issu de la désintégration du quark top. Lorsque cette association est possible (dans 82% des cas), l'information au niveau généré est comparée au poids relatif de chaque permutation de l'événement. Si on considère des événements avec seulement deux jets qui correspondent aux jets de b générés, la bonne permutation est retrouvée dans 78% des cas. Si on considère des événements avec au moins trois jets, la bonne permutation est retrouvée dans 39% des cas. Cette

fraction serait de 17% si la permutation était choisie au hasard. Dans 23% des cas, la bonne permutation est celle qui obtient le deuxième poids le plus élevé. On voit donc que les performances obtenues sont satisfaisantes.

Le deuxième test consiste à comparer les variables au niveau généré et reconstruit. La figure 8.7a montre la différence entre la rapidité du quark top généré et reconstruit, ainsi que cette différence pour $\Delta|y|$ et $m(t\bar{t})$. On calcule également la distance angulaire entre les particules générées et reconstruites. La figure 8.7b montre la distance angulaire entre l'antitop généré et reconstruit en fonction de la distance entre le quark top généré et reconstruit (plus précisément : $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$).



(a) Différence entre les quantités générées et reconstruites pour la rapidité du quark top (à gauche), $\Delta|y|$ (au milieu) et $m(t\bar{t})$ (à droite).



(b) Distance angulaire (ΔR) entre le quark top généré et reconstruit (selon l'axe x) et entre l'antitop généré et reconstruit (selon l'axe y).

FIG. 8.7 – Performance de la reconstruction dans les simulations Monte-Carlo.

8.1.3 Résultats

Nous présentons ici les valeurs obtenues pour les asymétries brutes, c'est-à-dire avant étalonnage. Les asymétries sont d'abord calculées dans les données, puis la contribution du bruit

de fond est retirée. Nous présentons les valeurs à chaque étape, pour l'asymétrie de la paire de leptons, puis pour la paire $t\bar{t}$.

8.1.3. a Asymétrie de la paire de leptons

Nous présentons d'abord sur la figure 8.8 la distribution de pseudorapidité des leptons, séparément pour les leptons de signe positif et négatif. Un désaccord peut être observé dans le canal diélectron pour les grandes valeurs de $|\eta_L|$. Nous reviendrons sur ce point par la suite. L'asymétrie de la paire de leptons est calculée en utilisant les distributions présentées sur la figure 8.9 qui montre la comparaison de la variable $\Delta|\eta| = |\eta_{L+}| - |\eta_{L-}|$ entre les données et la simulation.

Le tableau 8.2 présente les asymétries dans les données, avant et après soustraction du bruit de fond.

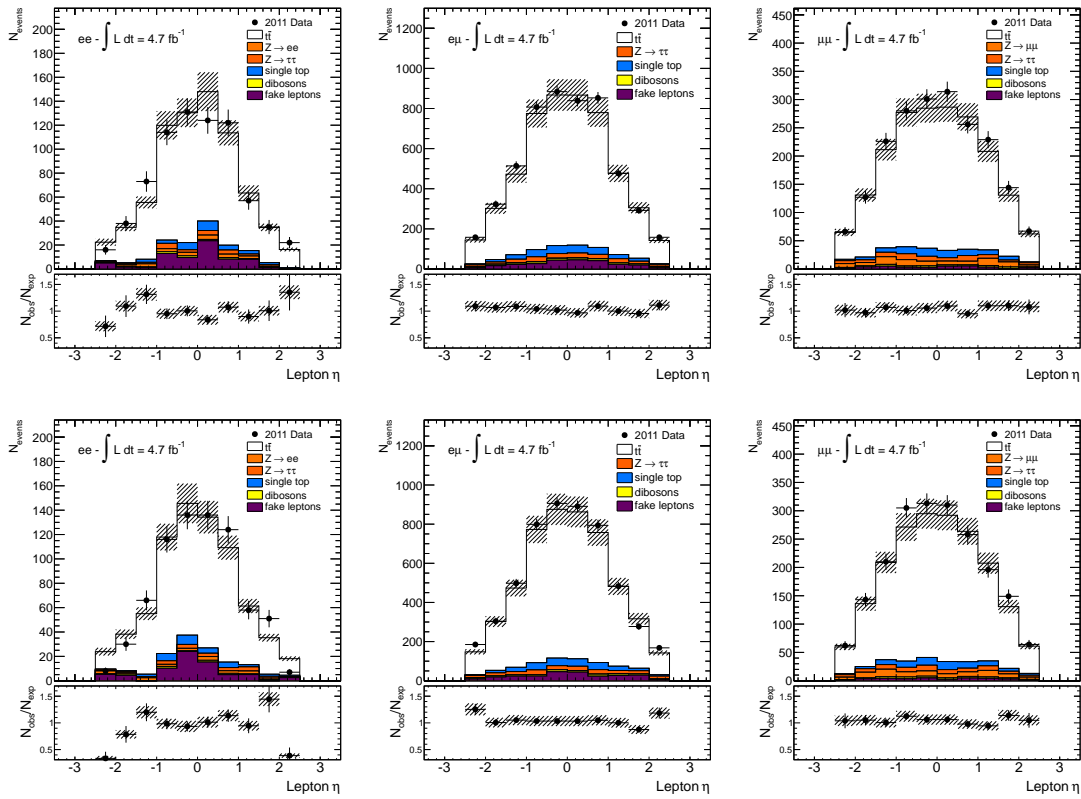


FIG. 8.8 – Comparaison données-simulation pour la pseudorapidité des leptons dans les trois canaux (diélectron à gauche, électron-muon au milieu, dimuon à droite). Les distributions sont montrées séparément pour les leptons chargés positivement (en haut) et négativement (en bas).

Asymétrie	avant soustraction	après soustraction
$A_{t+l-}^C (ee)$	$0,066 \pm 0,037 (stat.)$	$0,113 \pm 0,052 (stat.)$
$A_{t+l-}^C (e\mu)$	$0,010 \pm 0,014 (stat.)$	$0,019 \pm 0,017 (stat.)$
$A_{t+l-}^C (\mu\mu)$	$0,031 \pm 0,022 (stat.)$	$0,033 \pm 0,027 (stat.)$

TAB. 8.2 – Asymétrie de la paire de leptons mesurée dans les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ après sélection. Seules les incertitudes statistiques sont montrées.

8.1. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE LA PAIRE $T\bar{T}$ DANS LE CANAL DILEPTON

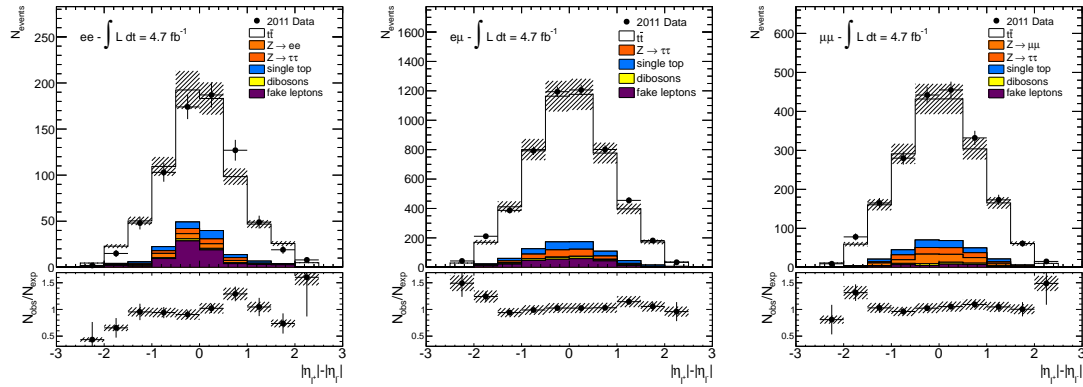


FIG. 8.9 – Comparaison données-simulation de la variable $\Delta|\eta|$ dans les trois canaux (diélectron à gauche, électron-muon au milieu, dimuon à droite).

On peut remarquer sur les figures 8.9 que le bruit de fond présente une asymétrie négative dans les trois canaux. Celle-ci est particulièrement grande dans le canal diélectron, ce qui est dû au bruit de fond multijet. Celui-ci souffre d'une incertitude statistique assez grande, et pour la prendre en compte, nous attribuons à ce bruit de fond une incertitude de 50%. Ceci sera présenté plus en détail dans la partie 8.1.5. Le bruit de fond Z présente lui aussi une asymétrie négative significative. Ce bruit de fond est modélisé par défaut par le générateur ALPGEN. Pour vérifier s'il y a un bon accord entre les données et les simulations Monte-Carlo, nous avons comparé les distributions de la variable $\Delta|\eta|$ au niveau inclusif (voir figure 8.10). L'accord obtenu semble bon mais les valeurs de l'asymétrie entre les données et ALPGEN ne sont pas complètement compatibles. Nous avons donc également réalisé cette comparaison avec les événements Z simulés avec le générateur PYTHIA dans les canaux diélectron et dimuon. Les valeurs d'asymétrie sont présentées dans la table 8.3. On remarque que la valeur de l'asymétrie dans l'échantillon PYTHIA n'est pas compatible non plus avec les données dans le canal diélectron. Par contre la valeur de l'asymétrie dans les données est comprise entre les valeurs dans les échantillons ALPGEN et PYTHIA dans les canaux ee et $\mu\mu$. Ceci signifie qu'il n'y a pas de problème important entre données et simulations, mais plutôt un défaut de modélisation de l'asymétrie dans les générateurs Monte-Carlo sur cet effet du deuxième ordre. Nous associerons donc une incertitude systématique à cette modélisation de l'asymétrie dans le bruit de fond Z , et nous utiliserons le générateur ALPGEN pour la mesure.

Canal	Asymétrie au niveau inclusif
ee	ALPGEN $-0,0202 \pm 0,0010$
	PYTHIA $-0,0096 \pm 0,0011$
	données $-0,0170 \pm 0,0012$
$e\mu$	ALPGEN $-0,0230 \pm 0,0043$
	PYTHIA -
	données $-0,0192 \pm 0,0089$
$\mu\mu$	ALPGEN $-0,0204 \pm 0,0006$
	PYTHIA $-0,0136 \pm 0,0011$
	données $-0,0130 \pm 0,0007$

TAB. 8.3 – Asymétrie de la paire de leptons au niveau inclusif dans les données et les simulations avec ALPGEN et PYTHIA. L'échantillon PYTHIA $Z \rightarrow \tau\tau$ nécessaire dans le canal électron-muon n'était pas disponible au moment de l'étude. Seules les incertitudes statistiques sont présentées.

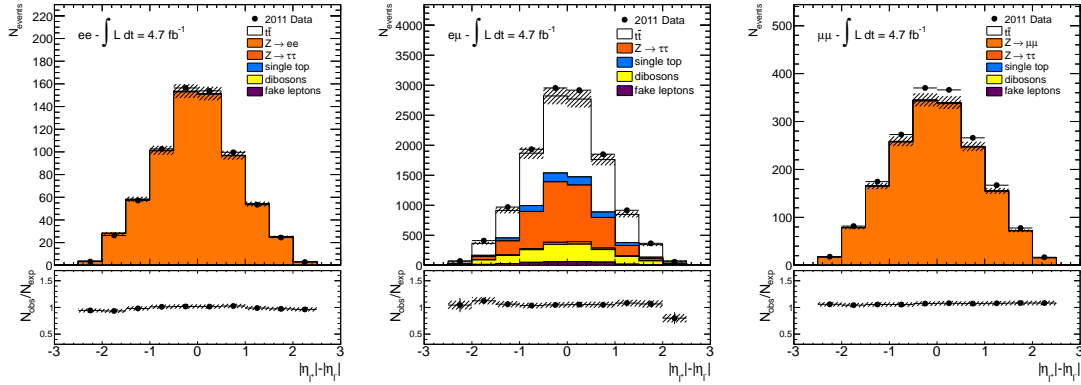


FIG. 8.10 – Comparaison données-simulation de la variable $\Delta|\eta|$ au niveau inclusif dans les trois canaux (diélectron à gauche, électron-muon au milieu, dimuon à droite). Les points représentent les données et les histogrammes correspondent aux simulations. Les incertitudes statistiques sont montrées sur les données. Le rapport du nombre d'événements dans les données sur le nombre d'événements dans les simulations est présenté en dessous de chaque distribution, avec ses erreurs statistiques.

Vérification : déficit d'électrons à grandes valeurs de pseudorapidité Comme nous l'avons signalé précédemment, la distribution en pseudorapidité des électrons présente une différence significative entre données et simulations (voir figure 8.8). Une des raisons possibles de ce déficit est une efficacité moindre d'identification des électrons (par rapport notamment aux positrons) dans les régions à grande valeur absolue de pseudorapidité. Pourtant, ce déficit n'est ni observé avant les coupures topologiques finales, comme l'illustre la figure 8.11, ni dans le canal électron-muon, quand seuls les électrons sont considérés.

Dans le canal diélectron, une nouvelle sélection a été considérée pour voir si le déficit y est également présent. Elle consiste à remplacer la coupure en énergie transverse manquante par une coupure sur l'identification des jets de b , en demandant à ce qu'au moins un jet soit identifié comme tel. Les distributions de pseudorapidité obtenues sont présentées sur la figure 8.12. Le nombre d'événements est plus élevé et le déficit observé n'est plus significatif. Celui-ci peut donc être interprété comme une fluctuation statistique dans l'échantillon utilisé pour la mesure.

8.1.3. b Asymétrie de la paire $t\bar{t}$

La figure 8.13 présente la comparaison données-simulation de la distributions de rapidité du quark top, et la figure 8.14 présente la distribution de la variable $\Delta|y| = |y_t| - |y_{\bar{t}}|$. Les valeurs de l'asymétrie avant et après soustraction du bruit de fond sont présentées dans la table 8.4.

Asymétrie	avant soustraction	après soustraction
$A_{t\bar{t}}^C(ee)$	$0,048 \pm 0,032(stat.)$	$0,051 \pm 0,045(stat.)$
$A_{t\bar{t}}^C(e\mu)$	$0,023 \pm 0,012(stat.)$	$0,037 \pm 0,014(stat.)$
$A_{t\bar{t}}^C(\mu\mu)$	$-0,002 \pm 0,019(stat.)$	$-0,001 \pm 0,022(stat.)$

TAB. 8.4 – Asymétrie de la paire de quarks top mesurée dans les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ après sélection. Seules les incertitudes statistiques sont montrées.

8.1. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE LA PAIRE $T\bar{T}$ DANS LE CANAL DILEPTON

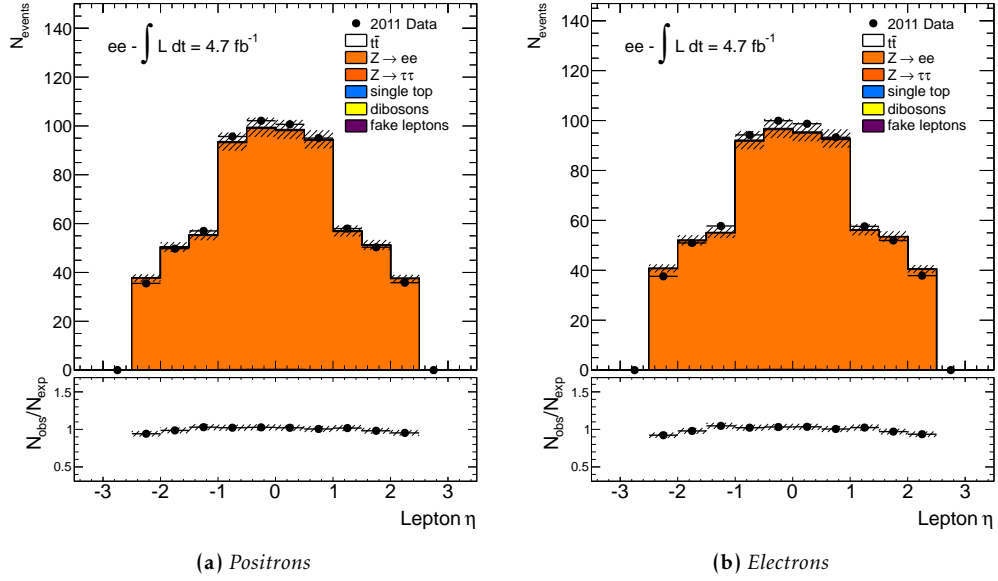


FIG. 8.11 – Distributions de la pseudorapidité obtenues au niveau inclusif dans le canal diélectron. Aucun déficit n'est visible pour les électrons à grande pseudorapidité.

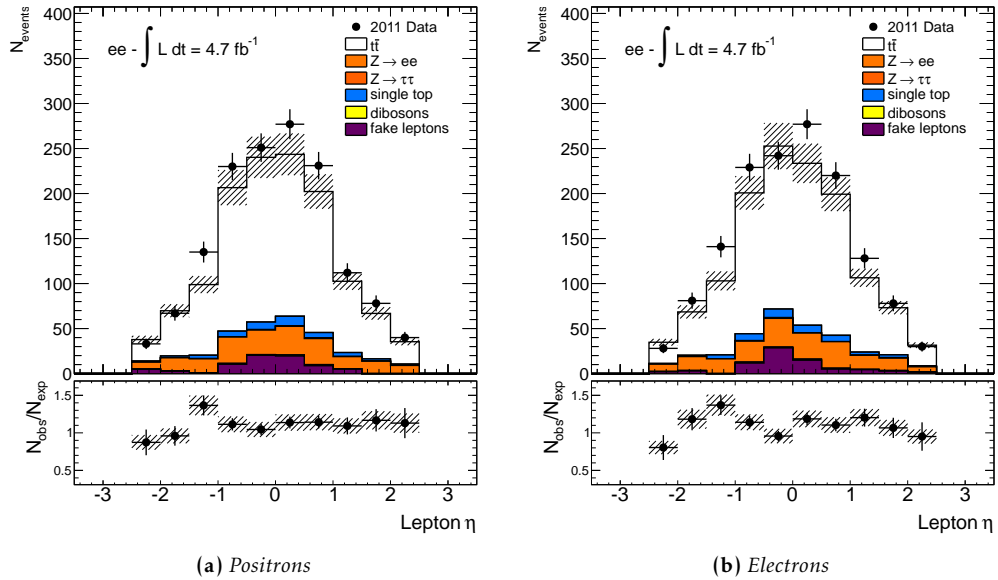


FIG. 8.12 – Distributions de pseudorapidité obtenues avec une sélection utilisant l'identification des jets de b . Le déficit d'électrons pour les grandes valeurs de pseudorapidité n'est plus significatif. Certains échantillons nécessaires pour des comparaisons données-simulation avec une sélection sur l'identification des jets de b n'ont pas été utilisés ici (comme par exemple les échantillons $Z+b\bar{b}$). Ceci pourrait expliquer le déficit d'événements Monte-Carlo visible dans les deux distributions.

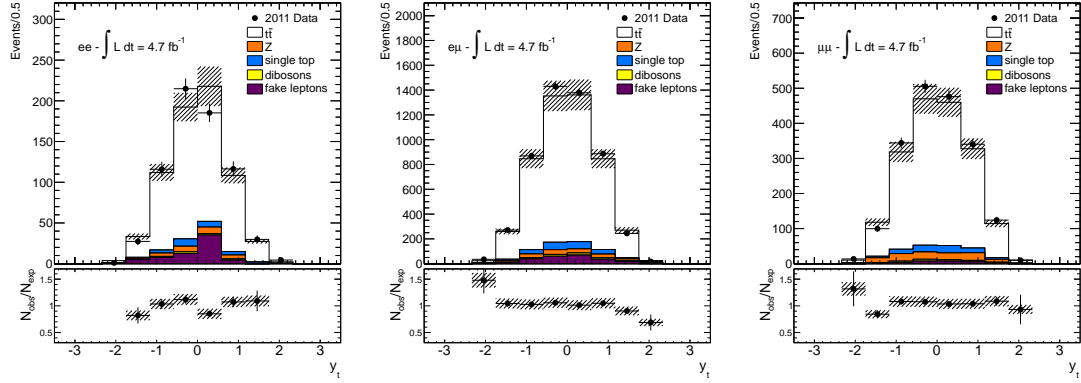


FIG. 8.13 – Comparaison données-simulation de la rapidité du quark top et de l'antitop dans les trois canaux (diélectron à gauche, électron-muon au milieu, dimuon en bas). Les points représentent les données et les histogrammes correspondent aux simulations. Les incertitudes statistiques sont montrées sur les données. Les bandes hachurées correspondent à l'incertitude sur la normalisation des simulations. Le rapport du nombre d'événements dans les données sur le nombre d'événements dans les simulations est présenté en dessous de chaque distribution, avec ses erreurs statistiques.

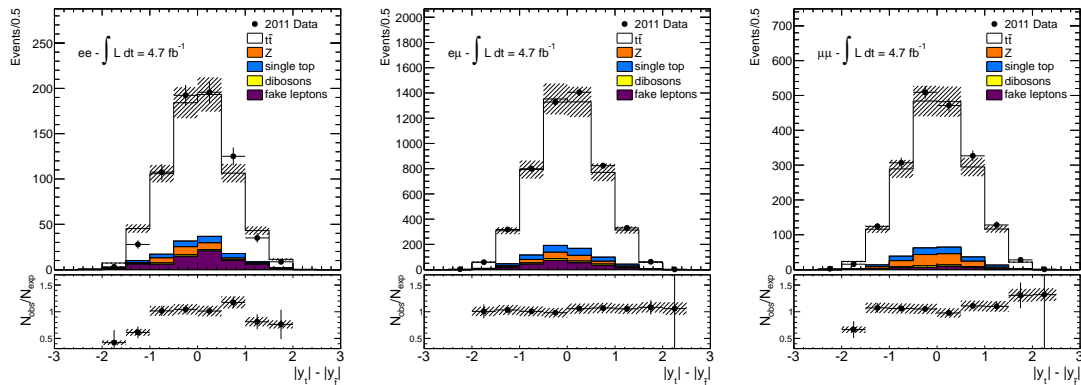


FIG. 8.14 – Comparaison données-simulation de la variable $\Delta|y|$ dans les trois canaux (diélectron à gauche, électron-muon au milieu, dimuon à droite).

8.1.4 Étalonnage de la mesure

Les distributions de rapidité obtenues sont modifiées par des effets d'acceptance et de résolution. De ce fait, les asymétries mesurées ne peuvent pas être comparées directement aux prédictions théoriques. On cherche donc à prendre en compte ces effets et à corriger les distributions et les asymétries obtenues. Ceci peut être réalisé en étudiant les effets de résolution et d'acceptance dans les simulations. Il existe plusieurs méthodes pour déconvoluer la mesure de ces effets. La première piste envisagée est une méthode de déconvolution bayésienne. Nous décrirons rapidement cette méthode et ses limites, et nous présenterons une deuxième méthode, plus simple, que nous avons utilisée dans l'analyse pour extraire les résultats finaux.

8.1.4. a Méthode de déconvolution bayésienne

Cette méthode permet de déconvoluer les effets d'acceptance et de résolution de n'importe quelle distribution dans les données. Les effets d'acceptance sont pris en compte en comparant la distribution dans les simulations au niveau généré et reconstruit. Les effets de résolution sont corrigés en construisant une matrice de réponse à partir de la simulation, où la valeur de la variable au niveau généré est comparée à sa valeur au niveau reconstruit dans un échantillon de référence (ici les événements $t\bar{t}$ simulés par MC@NLO).

Le nombre d'événements dans l'intervalle j de la distribution générée est noté T_j . Avec les effets de résolution paramétrisés par la matrice R_{ij} cette distribution devient, au niveau reconstruit, S_i . On peut écrire :

$$\begin{aligned} R_{ij} &= P(\text{observé dans l'intervalle } i \mid \text{attendu dans l'intervalle } j), \\ S_i &= \sum_j R_{ij} T_j. \end{aligned}$$

Une correction supplémentaire est appliquée pour prendre en compte les effets d'acceptance, en ajoutant à la matrice de réponse un facteur obtenu en faisant le rapport des distributions au niveau générée et reconstruit.

Afin de retrouver la distribution T_j à partir de la distribution S_i , il est nécessaire d'inverser la matrice R_{ij} . Il n'est pas possible de trouver dans tous les cas la matrice inverse exacte telle que $R_{ij} \cdot R_{ij}^{-1} = 1$. Des approximations sont nécessaires pour inverser la matrice et obtenir une précision suffisante. Une procédure de régularisation est aussi nécessaire pour éviter que les fluctuations statistiques dans l'échantillon Monte-Carlo utilisé influencent la procédure de déconvolution.

La méthode que nous avons étudiée utilise le théorème de Bayes appliqué de manière itérative afin d'obtenir l'approximation de la matrice R^{-1} . La probabilité $P(T_j|S_i)$ d'avoir la distribution au niveau généré T_j étant donnée la distribution S_i au niveau reconstruit [10] s'écrit :

$$P(T_j|S_i) = \frac{P(S_i|T_j)P_0(T_j)}{\sum_j P(S_i|T_j)P_0(T_j)}.$$

$P(S_i|T_j)$ correspond ici à la matrice de réponse R_{ij} , et $P_0(T_j)$ est la distribution a priori de T_j qui n'est pas connue. Dans la première itération cette distribution est prise dans les simulations. Dans les itérations suivantes, c'est la distribution a posteriori de l'itération précédente qui est prise. La régularisation est obtenue automatiquement par la procédure itérative.

Le choix du nombre d'itérations est important puisque s'il est trop faible, le résultat ne sera pas stable d'une itération à l'autre, mais s'il est trop grand la régularisation est trop forte. De plus, les erreurs statistiques sur la distribution après déconvolution augmentent avec le nombre d'itérations. Un autre critère important dans la mesure de l'asymétrie est de savoir si le résultat obtenu est biaisé ou non, c'est-à-dire si la valeur de l'asymétrie après déconvolution est bien égale à la valeur de l'asymétrie au niveau généré, quelque soit sa valeur. Dans notre analyse, il est possible de retrouver une asymétrie non-biaisée après une centaine d'itérations. Toutefois, les

distributions obtenues après ce grand nombre d'itérations sont sensibles aux fluctuations dans les distributions simulées utilisées. De plus, les erreurs statistiques sur la valeur de l'asymétrie sont multipliées par 10.

D'autres solutions ont été envisagées : il aurait été possible d'augmenter la statistique de l'échantillon Monte-Carlo utilisé pour la déconvolution, ou le nombre d'itérations aurait pu être diminué en appliquant ensuite une méthode d'étalonnage pour prendre en compte le biais résiduel. Pour le résultat préliminaire présenté ici, nous avons choisi une solution plus simple consistant à étalonner seulement la valeur de l'asymétrie mesurée. Avec cette méthode simple il n'est toutefois pas possible d'obtenir une distribution déconvoluée (on corrige seulement la valeur de l'asymétrie).

8.1.4. b Méthode d'étalonnage

Cette méthode consiste à construire à partir des simulations une courbe d'étalonnage reliant l'asymétrie mesurée à l'asymétrie au niveau généré. Cette courbe est ensuite utilisée pour déduire l'asymétrie corrigée à partir de la valeur mesurée. On construit une courbe pour chaque canal, car les coupures d'acceptance et les effets de résolution dépendent du type de lepton et des coupures appliquées.

L'échantillon $t\bar{t}$ simulé avec MC@NLO a été utilisé ici. Différents poids ont été appliqués aux événements simulés pour introduire une asymétrie au niveau généré. Il existe plusieurs manières d'introduire ces poids, et nous en avons comparé plusieurs.

- Le premier type d'asymétrie introduit est appelé ici « asymétrie plate ». Un poids est associé à chaque événement en fonction du signe de la valeur générée de $\Delta|y|$. On veut associer un poids α aux événements avec une valeur de $\Delta|y|$ positive, et β lorsque la valeur de $\Delta|y|$ est négative pour que :

$$\frac{\alpha N_+ - \beta N_-}{\alpha N_+ + \beta N_-} = A_c \quad \text{et} \quad \alpha N_+ + \beta N_- = N_+ + N_-.$$

On obtient :

$$\alpha = \frac{N_+ + N_-}{2N_+}(1 + A_c) \quad \text{et} \quad \beta = \frac{N_+ + N_-}{2N_-}(1 - A_c).$$

- Dans les modèles de physique au-delà du modèle standard, l'asymétrie des événements dépend de leur cinématique. Pour prendre en compte différents profils d'asymétrie, plusieurs modèles ont été pris en compte : axigluons, Z' et triplets de couleur [11]. La distribution de MC@NLO est ensuite pondérée pour correspondre à chaque profil. Les modèles choisis sont représentatifs des modèles de nouvelle physique qui permettent d'expliquer la grande valeur de l'asymétrie au Tevatron. La différence entre les résultats obtenus pour l'étalonnage avec chacun de ces modèles sera présentée.

Les courbes d'étalonnage obtenues pour l'asymétrie des leptons sont montrées sur la figure 8.15, et pour l'asymétrie du quark top sur la figure 8.16. Les paramètres des courbes d'étalonnage nominales (c'est-à-dire avec l'asymétrie plate) sont résumés dans les tables 8.5 et 8.6.

Les courbes d'étalonnage des leptons ont des pentes assez proches de un, ainsi que des ordonnées à l'origine compatibles avec zéro. Ceci signifie que les effets d'acceptance et de reconstruction sont assez faibles sur l'asymétrie de la paire de leptons, ce qui est attendu puisque la direction des leptons est mesurée de manière assez précise. Pour l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$ les effets sont beaucoup plus importants, ce qui est dû à la reconstruction cinématique.

Sur les courbes d'étalonnage de l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$, on remarque une différence d'ordonnée à l'origine de la courbe du canal ee . Cette déviation est due à une fluctuation statistique. Le canal diélectron est celui qui correspond au moins d'événements, et lors de tests qui ont été réalisés pour refaire cette courbe avec une sélection légèrement différente permettant de sélectionner plus d'événements, cette déviation était atténuée.

8.1. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE LA PAIRE $T\bar{T}$ DANS LE CANAL DILEPTON

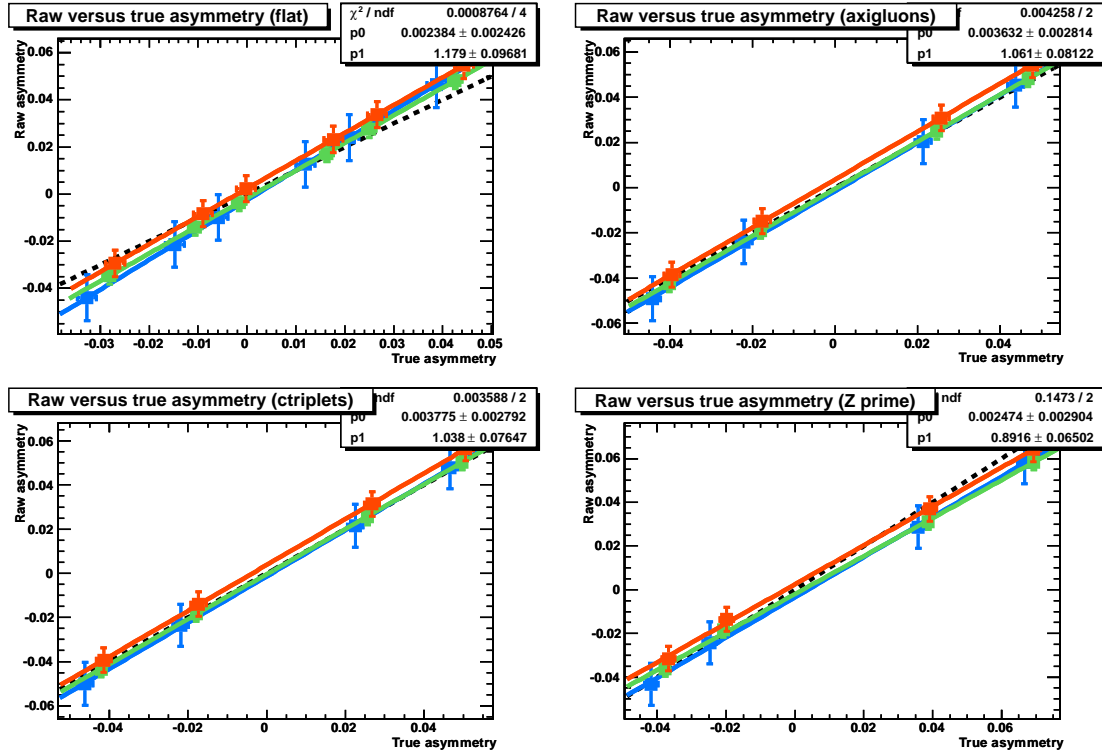


FIG. 8.15 – Courbes d'étalonnage de l'asymétrie de la paire de leptons. Les courbes pour différents modèles sont montrées : asymétrie plate en haut à gauche, axiguons en haut à droite, triplets de couleur en bas à gauche, Z' en bas à droite. Dans chaque cas, les courbes pour les trois canaux sont superposées (ee en bleu, $e\mu$ en vert, $\mu\mu$ en rouge).

Canal	Ordonnée à l'origine	Pente
ee	$-0,0025 \pm 0,0040$	$1,27 \pm 0,17$
$e\mu$	$-0,0020 \pm 0,0015$	$1,18 \pm 0,06$
$\mu\mu$	$0,0024 \pm 0,0024$	$1,18 \pm 0,10$

TAB. 8.5 – Paramètres des courbes d'étalonnage nominales pour l'asymétrie des leptons. Les erreurs présentées sont les erreurs sur l'ajustement de la droite. Ce sont des erreurs d'ordre statistique qui sont prises en compte dans l'évaluation de l'erreur systématique totale.

Canal	Ordonnée à l'origine	Pente
ee	$0,0103 \pm 0,0034$	$0,514 \pm 0,051$
$e\mu$	$-0,0019 \pm 0,0012$	$0,491 \pm 0,018$
$\mu\mu$	$-0,0010 \pm 0,0019$	$0,476 \pm 0,029$

TAB. 8.6 – Paramètres des courbes d'étalonnage nominales pour l'asymétrie $t\bar{t}$.

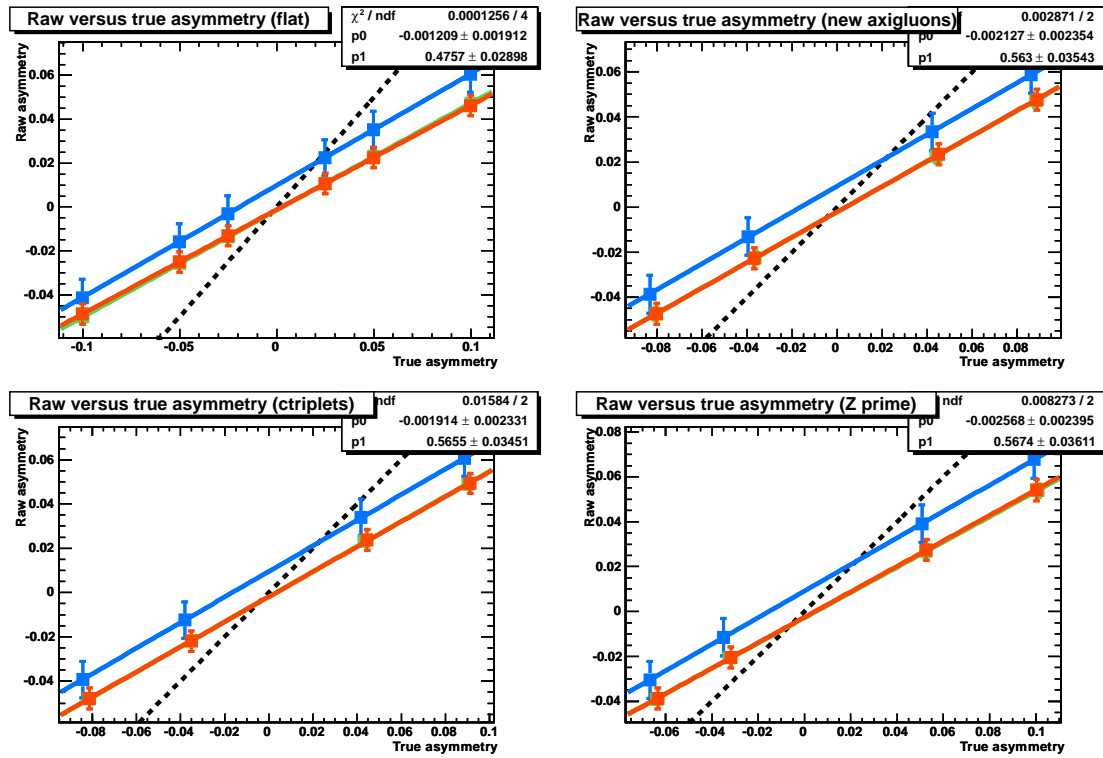


FIG. 8.16 – Courbes d'étalonnage de l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$. Les courbes pour différents modèles sont montrées : asymétrie plate en haut à gauche, axigluons en haut à droite, triplets de couleur en bas à gauche, Z' en bas à droite. Dans chaque cas, les courbes pour les trois canaux sont superposées (ee en bleu, $e\mu$ en vert, $\mu\mu$ en rouge).

Les valeurs de l'asymétrie des leptons après étalonnage sont, dans les trois canaux :

$$\begin{aligned} A_{l^+l^-}^C(ee) &= 0,091 \pm 0,041 \text{ (stat.)} \pm 0,029 \text{ (syst.)} \\ A_{l^+l^-}^C(e\mu) &= 0,018 \pm 0,014 \text{ (stat.)} \pm 0,009 \text{ (syst.)} \\ A_{l^+l^-}^C(\mu\mu) &= 0,026 \pm 0,023 \text{ (stat.)} \pm 0,009 \text{ (syst.)} \end{aligned}$$

Les erreurs systématiques présentées sont décrites dans la section suivante.

Les valeurs mesurées pour l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$ sont :

$$\begin{aligned} A_{t\bar{t}}^C(ee) &= 0,079 \pm 0,087 \text{ (stat.)} \pm 0,028 \text{ (syst.)} \\ A_{t\bar{t}}^C(e\mu) &= 0,078 \pm 0,029 \text{ (stat.)} \pm 0,017 \text{ (syst.)} \\ A_{t\bar{t}}^C(\mu\mu) &= 0,000 \pm 0,046 \text{ (stat.)} \pm 0,021 \text{ (syst.)} \end{aligned}$$

Ces résultats sont à comparer aux valeurs d'asymétrie de MC@NLO : $A_C(l^+l^-) = 0,004 \pm 0,001$ pour la paire de leptons et $A_C(t\bar{t}) = 0,006 \pm 0,002$ pour la paire $t\bar{t}$. Les résultats obtenus dans les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$ sont donc compatibles avec la prédiction du modèle standard. On observe une légère déviation de l'asymétrie dans le canal diélectron, qui correspond au déficit d'électrons à grandes valeurs absolues de pseudorapidité (décrit dans la section 8.1.3. a). Ce canal est toutefois celui qui comprend le moins d'événements, et cette déviation n'est statistiquement pas très significative.

8.1.5 Erreurs systématiques

De nombreux effets systématiques peuvent influencer la mesure de l'asymétrie. Nous les décrivons ci-dessous, en commençant par ceux qui correspondent à des effets d'acceptance ou de normalisation, puis en détaillant un peu plus les erreurs spécifiques à notre mesure. Ces effets peuvent influencer la valeur de l'asymétrie de deux manières. Si des différences de correction ou d'acceptance existent entre données et simulations, ceci peut avoir un impact sur la valeur de l'asymétrie après soustraction du bruit de fond (qui est estimé à partir des simulations pour la plus grande partie). De plus, si le signal est mal modélisé dans les simulations, cela aura une influence au niveau de l'étalonnage de l'asymétrie. Ces deux aspects sont pris en compte ici.

Luminosité La mesure de la luminosité a été décrite dans la section 4.3.5. L'incertitude sur sa mesure est de 3,9%, et ceci peut avoir un impact sur la normalisation du bruit de fond et donc sur la soustraction de son asymétrie à celle des données.

Sections efficaces théoriques des processus mis en jeu Les sections efficaces théoriques des processus de bruit de fond sont utilisées pour la normalisation des simulations Monte-Carlo. Les incertitudes sur ces sections efficaces sont de 34% pour le bruit de fond Z +jets, 8% pour le quark top célibataire, 5% pour les dibosons et 50% pour les événements multijets. L'incertitude sur la section efficace théorique de production des paires $t\bar{t}$ est de 10% mais cela n'influence pas la mesure. Cette incertitude apparait toutefois dans les distributions de comparaison entre données et simulations.

Système de déclenchement Le système de déclenchement est simulé dans ATLAS (ce qui n'était pas le cas à D0). Pour prendre en compte des différences éventuelles d'efficacité entre les données et les simulations, un poids global est appliqué à l'événement qui prend en compte le nombre de leptons ayant déclenché l'enregistrement. Une incertitude sur cette correction est également évaluée.

Incertitudes liées aux électrons et muons Les effets pris en compte ici sont liés aux différences entre les efficacités d'identification et de reconstruction des leptons dans les données et les simulations. Nous verrons que ces effets ont un impact négligeable sur la mesure.

Incertitudes liées aux jets Le premier effet pris en compte ici est l'échelle en énergie des jets que nous avons décrite dans la section 7.2. Une erreur systématique est évaluée en faisant varier leur énergie dans la simulation de l'incertitude sur la correction (qui va de 4 à 8%). Une variation additionnelle est appliquée aux jets de b .

Les autres effets considérés ici sont la résolution en énergie et l'efficacité d'identification des jets. Aucune correction n'est appliquée pour la résolution en énergie, mais dans la simulation leur énergie est modifiée de manière aléatoire pour estimer l'impact des différences avec les données. De la même manière, aucune correction n'est appliquée aux simulations pour l'efficacité de reconstruction des jets. Une erreur systématique est toutefois évaluée en éliminant certains jets de manière aléatoire dans les simulations, pour prendre en compte une différence d'efficacité résiduelle entre données et Monte-Carlo.

Modélisation du signal Plusieurs effets sont pris en compte ici : la quantité de radiations initiales et finales, le type de générateur Monte-Carlo et le modèle d'hadronisation. Ces différents effets peuvent changer la courbe d'étalonnage et donc la valeur de l'asymétrie. Une nouvelle courbe d'étalonnage est donc construite pour l'évaluation de chaque systématique.

Pour les radiations de gluons ou de quarks, des études ont été menées pour estimer les paramètres permettant de les décrire. Le générateur ACERMC est utilisé [12], avec deux ensembles de paramètres permettant de couvrir l'incertitude sur leurs estimations, en prédisant plus ou moins de radiations. La différence entre ces deux modèles est utilisée pour estimer l'incertitude systématique.

L'influence du choix du générateur Monte-Carlo est estimé en comparant MC@NLO et POWHEG [13]. L'influence du modèle d'hadronisation est évalué en comparant les résultats obtenus avec des échantillons générés par POWHEG + HERWIG et POWHEG + PYTHIA. Dans ces deux cas, les échantillons utilisés souffrent d'un manque de statistique, ce qui provoque des fluctuations dans les courbes d'étalonnage et sans doute une surestimation des erreurs. Pour éviter ces effets, une seule courbe d'étalonnage a été construite pour les trois canaux.

PDF L'échantillon utilisé par défaut pour modéliser le signal (MC@NLO + HERWIG) est interfacé avec les densités de probabilité partonique CT10 [14]. Des poids ont été calculés pour prendre en compte la différence avec les PDF CTEQ6.6 [15]. La variation obtenue en utilisant les courbes d'étalonnage obtenues avec et sans ces poids est considérée comme incertitude systématique.

Mauvaise identification de la charge des leptons La charge des leptons est mesurée avec la courbure de leur trajectoire dans le détecteur interne. Pour des particules de haute impulsion, la courbure est très faible ce qui peut conduire à une mauvaise mesure de la charge. La fraction de muons dont la charge est mal identifiée est très faible car l'information venant du spectromètre à muons est également utilisée. Pour les électrons, cette fraction est évaluée séparément dans les données et les simulations en utilisant des événements $Z \rightarrow ee$. La figure 8.17 montre cette fraction dans différents intervalles en pseudorapidité. On remarque que les résultats sont compatibles entre données et simulations au sein des erreurs. Les erreurs statistiques étant assez élevées, nous avons voulu prendre en compte l'impact d'une éventuelle différence résiduelle. Dans les simulations, nous avons augmenté la fraction de mauvaise identification de la charge par la taille de l'erreur statistique, en changeant aléatoirement le signe d'une partie des électrons et positrons. La différence obtenue sur l'asymétrie est prise comme incertitude systématique.

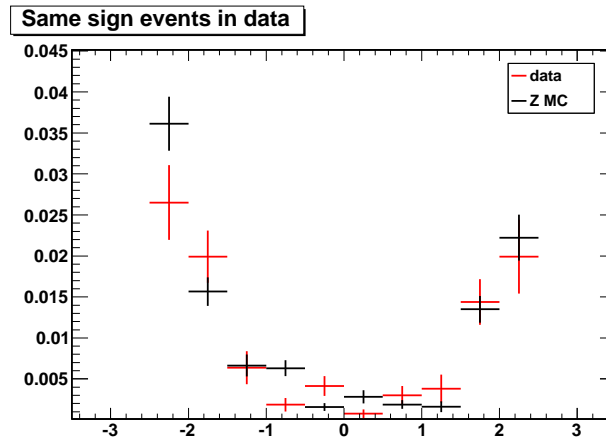


FIG. 8.17 – Fractions d'événements dans lesquels la charge d'un électron a été mal identifiée, pour les données (en rouge) et les simulations (en noir). Seules les incertitudes statistiques sont montrées.

Efficacité d'identification des muons en fonction de la charge Si les efficacités de reconstruction et d'identification étaient différentes pour les muons chargés positivement et négativement, cela aurait un impact sur la mesure de l'asymétrie, en particulier si cette différence est également une fonction de la pseudorapidité. Le groupe chargé de l'étude des performances de la reconstruction des muons a estimé ces efficacités séparément pour les muons positifs et négatifs, et nous a fourni le rapport des efficacités entre données et simulations pour les deux charges de muons (pour corriger les différences entre données et simulations). Ceux-ci sont présentés sur la figure 8.18 pour différentes régions en pseudorapidité. On peut remarquer qu'ils sont compatibles dans la grande majorité des régions. Nous avons toutefois évalué l'impact des petites différences observées en utilisant ces corrections au lieu des corrections standards. La différence est considérée comme une erreur systématique.

Efficacité d'identification des électrons en fonction de la charge De la même manière, nous avons évalué les différences d'efficacité d'identification des électrons en fonction de leur charge. Pour cela nous avons sélectionné dans les données et la simulation des événements avec exactement deux électrons de charges opposées compatibles avec la désintégration d'un Z. Nous avons ensuite comparé le rapport des distributions de pseudorapidité des positrons et des électrons entre les données et les simulations (voir figure 8.19a). Dans ces rapports peuvent apparaître les différences d'efficacité entre électrons et positrons que l'on cherche à évaluer. Nous avons donc utilisé le rapport de ces rapports positrons/électrons entre données et simulation. Celui-ci est montré sur la figure 8.19b et il est utilisé comme poids dans les simulations pour évaluer la systématique.

Asymétrie du bruit de fond Z Une asymétrie négative du bruit de fond Z est observée après la sélection finale dans les canaux diélectron et dimuon. Nous avons comparé les valeurs de l'asymétrie avant la sélection sur les jets dans les échantillons simulés par ALPGEN et PYTHIA, et une différence est observée (voir la table 8.3). Nous voulons estimer une incertitude systématique pour couvrir l'impact que cette différence peut avoir sur l'asymétrie mesurée. Pour cela, nous prenons le rapport des distributions au niveau inclusif entre PYTHIA et ALPGEN, et ce rapport est ensuite appliqué comme poids à l'échantillon ALPGEN. La différence est prise comme erreur systématique. Dans le canal électron-muon, le bruit de fond principal provient des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ et les échantillons générés par PYTHIA ne sont actuellement pas disponibles. Dans ce cas, la même méthode de repondération est appliquée, mais pour obtenir une asymétrie nulle au

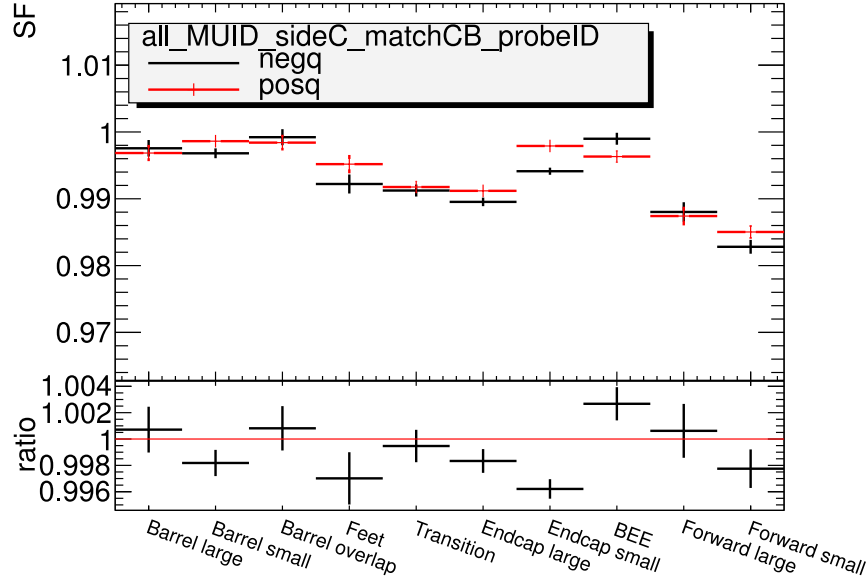


FIG. 8.18 – Différences d'efficacité d'identification et de reconstruction entre données et simulations pour les muons positifs et négatifs dans différentes régions en pseudorapidité.

niveau inclusif.

Étalonnage Deux incertitudes sont prises en compte sur la méthode d'étalonnage. La première est liée à la statistique limitée des échantillons utilisés pour construire les courbes d'étalonnage, qui se traduit par une incertitude sur la courbe d'étalonnage elle-même. La deuxième erreur correspond à la différence entre les modèles utilisés pour construire les différentes courbes d'étalonnage. Cette erreur est citée séparément, car elle n'est utile que pour interpréter les résultats en terme de nouvelle physique si ceux-ci dévient de la valeur prédite par le modèle standard.

Empilement Le phénomène d'empilement est pris en compte dans les simulations, mais nous cherchons à savoir si le résultat mesuré est dépendant du nombre de vertex reconstruits. La figure 8.20 montre l'asymétrie avant étalonnage en fonction du nombre de vertex reconstruits dans l'événement. Aucune dépendance significative n'étant mise en évidence, nous n'associons pas d'incertitude à cet effet.

Les variations absolues sur l'asymétrie causées par chacune des sources d'incertitudes décrites précédemment sont résumées dans la table 8.7 pour l'asymétrie de la paire de leptons et dans la table 8.8 pour l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$.

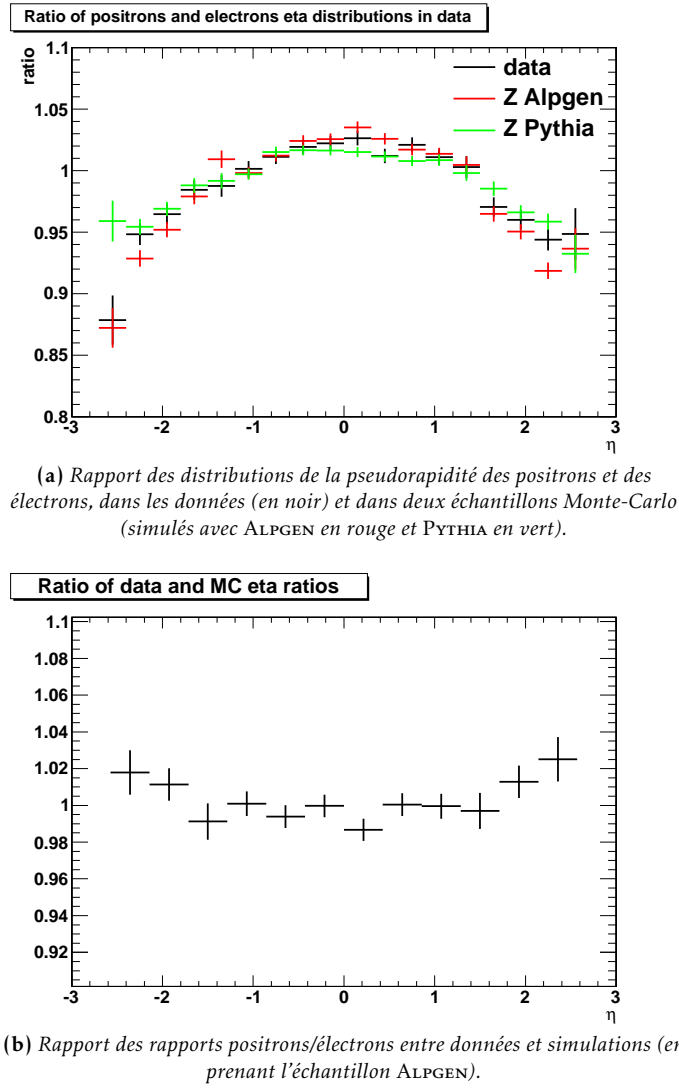


FIG. 8.19 – Distributions utilisées pour l'évaluation de la systématique sur l'identification des électrons en fonction de leur charge.

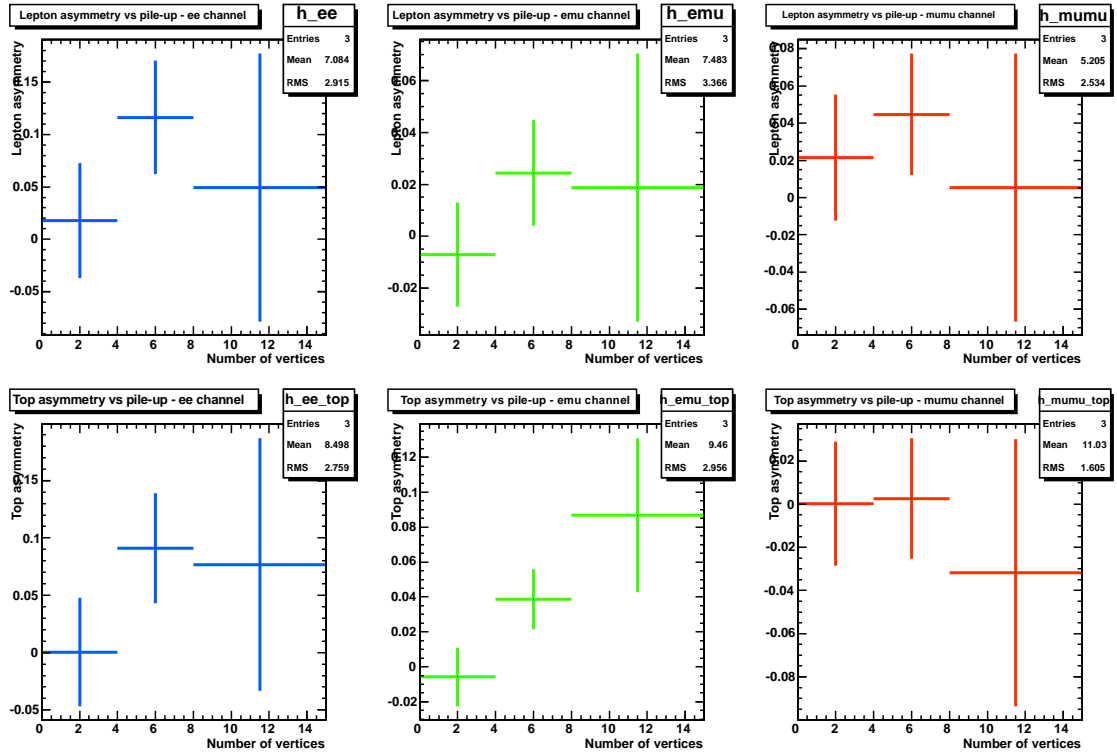


FIG. 8.20 – Asymétrie des leptons (en haut) et du quark top (en bas) avant étalonnage, en fonction du nombre de vertex reconstruits, pour ee (à gauche), $e\mu$ (au milieu) et $\mu\mu$ (à droite).

8.1. MESURE DE L'ASYMÉTRIE DE LA PAIRE $T\bar{T}$ DANS LE CANAL DILEPTON

	Incertitude absolue sur l'asymétrie de la paire de leptons.					
	ee		$e\mu$		$\mu\mu$	
<i>Étalonnage</i>						
stat.	0,01942	-0,01942	0,00184	-0,00184	0,00404	-0,00404
<i>Norm. du bruit de fond</i>						
multijets	0,01477	-0,01309	0,00169	-0,00160	0,00037	-0,00037
Z+jets	0,00488	-0,00467	0,00121	-0,00117	0,00063	-0,00059
dibosons	0,00013	-0,00013	0,00002	-0,00002	0,00002	-0,00002
top célibataire	0,00021	-0,00021	0,00013	-0,00012	0,00015	-0,00015
luminosité	0,00185	-0,00182	0,00035	-0,00034	0,00010	-0,00010
asymétrie du Z	0,00078	-0,00078	0,00331	-0,00331	0,00088	-0,00088
<i>Jets</i>						
identification	0,00005	-0,00005	0,00007	-0,00007	0,00008	-0,00008
échelle en énergie	0,00295	-0,00909	0,00136	-0,00136	0,00196	-0,00196
résolution en énergie	0,00794	-0,00794	0,00076	-0,00076	0,00260	-0,00260
<i>Muons</i>						
déclenchement	0,00000	0,00000	0,00022	-0,00022	0,00028	-0,00029
identification	0,00000	0,00000	0,00004	-0,00004	0,00005	-0,00005
identification/charge	0,00000	-0,00000	0,00087	-0,00087	0,00133	-0,00133
reconstruction	0,00000	0,00000	0,00002	-0,00002	0,00007	-0,00006
échelle en énergie	0,00011	-0,00011	0,00009	-0,00009	0,00134	-0,00134
résolution en énergie	0,00002	-0,00004	0,00002	-0,00002	0,00068	-0,00016
<i>Electrons</i>						
déclenchement	0,00085	-0,00084	0,00027	-0,00027	0,00000	0,00000
identification	0,00078	-0,00075	0,00010	-0,00010	0,00000	0,00000
identification/charge	0,00456	-0,00456	0,00268	-0,00268	0,00000	-0,00000
échelle en énergie	0,00142	-0,00142	0,00017	-0,00017	0,00002	-0,00002
résolution en énergie	0,00001	-0,00001	0,00013	-0,00013	0,00000	-0,00000
identification de la charge	0,00009	-0,00009	0,00003	-0,00003	0,00000	-0,00000
<i>Modélisation du signal</i>						
PDF	0,00019	-0,00019	0,00007	-0,00007	0,00006	-0,00006
générateur	0,01070	-0,01070	0,00314	-0,00314	0,00246	-0,00246
hadronisation	0,00146	-0,00146	0,00387	-0,00387	0,00349	-0,00349
ISR/FSR	0,00361	-0,00361	0,00439	-0,00439	0,00598	-0,00598
Total	0,02913	-0,02956	0,00857	-0,00855	0,00929	-0,00927
Modèle d'étalonnage	0,03536	-0,03536	0,00614	-0,00614	0,00836	-0,00836

TAB. 8.7 – Liste des erreurs systématiques prises en compte dans la mesure de l'asymétrie de la paire de leptons, et leurs contributions à l'erreur totale.

	Incertitude absolue sur l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$.					
	ee		$e\mu$		$\mu\mu$	
<i>Étalonnage</i>						
stat.	0,00429	-0,00429	0,00134	-0,00134	0,00191	-0,00191
<i>Norm. du bruit de fond</i>						
multijets	0,01121	-0,01257	0,00979	-0,00929	0,00139	-0,00141
Z+jets	0,00915	-0,00886	0,00274	-0,00267	0,00163	-0,00156
dibosons	0,00021	-0,00021	0,00008	-0,00008	0,00000	-0,00000
top célibataire	0,00004	-0,00004	0,00022	-0,00022	0,00000	-0,00000
luminosité	0,00026	-0,00025	0,00124	-0,00122	0,00007	-0,00007
asymétrie du Z	0,00068	-0,00068	0,00562	-0,00562	0,00071	-0,00071
<i>Jets</i>						
identification	0,00006	-0,00006	0,00078	-0,00078	0,00075	-0,00075
échelle en énergie	0,00372	-0,00372	0,00204	-0,00204	0,00587	-0,00587
résolution en énergie	0,00758	-0,00758	0,00039	-0,00039	0,00554	-0,00554
<i>Muons</i>						
déclenchement	0,00000	0,00000	0,00006	-0,00006	0,00105	-0,00106
identification	0,00000	0,00000	0,00009	-0,00009	0,00006	-0,00006
identification/charge	0,00000	-0,00000	0,00120	-0,00120	0,00207	-0,00207
reconstruction	0,00000	0,00000	0,00003	-0,00003	0,00003	-0,00003
échelle en énergie	0,00443	-0,00443	0,00157	-0,00157	0,00114	-0,00114
résolution en énergie	0,00026	-0,00026	0,00243	-0,00243	0,00297	-0,00599
<i>Electrons</i>						
déclenchement	0,00150	-0,00151	0,00033	-0,00033	0,00000	0,00000
identification	0,00121	-0,00116	0,00026	-0,00026	0,00000	0,00000
identification/charge	0,00808	-0,00808	0,00449	-0,00449	0,00000	-0,00000
échelle en énergie	0,00712	-0,00712	0,00380	-0,00380	0,00169	-0,00169
résolution en énergie	0,00371	-0,00371	0,00187	-0,00187	0,00020	-0,00020
identification de la charge	0,00524	-0,00524	0,00112	-0,00112	0,00000	-0,00000
<i>Modélisation du signal</i>						
PDF	0,00093	-0,00093	0,00018	-0,00018	0,00003	-0,00003
générateur	0,01442	-0,01442	0,00932	-0,00932	0,00181	-0,00181
hadronisation	0,00127	-0,00127	0,00132	-0,00132	0,00144	-0,00144
ISR/FSR	0,00796	-0,00796	0,00163	-0,00163	0,01836	-0,01836
Total	0,02746	-0,02795	0,01685	-0,01655	0,02086	-0,02150
Modèle d'étalonnage	0,00983	-0,00983	0,00727	-0,00727	0,00228	-0,00228

Tab. 8.8 – Liste des erreurs systématiques prises en compte dans la mesure de l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$, et leurs contributions à l'erreur totale.

8.1.6 Combinaison des trois canaux

La combinaison des trois canaux est réalisée en utilisant la méthode BLUE (*Best Linear Unbiased Estimator*) [16, 17]. Cette méthode consiste à calculer un estimateur de l'observable prenant en compte les corrélations entre les incertitudes sur les mesures des différents canaux et satisfaisant les trois conditions décrites ci-dessous.

- L'estimateur \hat{y} doit être une combinaison linéaire des estimations individuelles y_i : $\hat{y} = \sum_i \alpha_i y_i$.
- Il doit être non-biaisé. Ceci est possible si chacune des mesures est non-biaisée (ce que l'on suppose) et que la somme des poids vaut un : $\sum_i \alpha_i = 1$.
- Sa variance doit être minimale et les poids des différents canaux sont déterminés en prenant en compte cette condition. Il faut notamment connaître les corrélations entre les incertitudes sur les différentes mesures. Dans notre analyse, toutes les incertitudes sont considérées comme corrélées à 100%, sauf la systématique provenant de l'incertitude statistique sur la courbe d'étalonnage.

Pour l'asymétrie de la paire de leptons, on obtient une valeur combinée :

$$A_{l^+l^-}^C = 0,023 \pm 0,012 \text{ (stat.)} \pm 0,008 \text{ (syst.)},$$

avec des poids de 4,2, 67,6 et 28,2 % pour les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$. Le χ^2 de la combinaison est de 2,1.

Pour l'asymétrie $t\bar{t}$, la valeur combinée obtenue est de :

$$A_{t\bar{t}}^C = 0,057 \pm 0,024 \text{ (stat.)} \pm 0,015 \text{ (syst.)},$$

avec des poids pour les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ de 5,6, 67,1 et 27,4%, et un χ^2 de 1,8.

Les valeurs mesurées sont en accord avec les prédictions du modèle standard. Ces résultats ont fait l'objet d'une note de conférence [18] et ont été présentés à la conférence « Physics at LHC » en juin 2012.

8.2 Combinaison avec le canal lepton+jets et interprétation des résultats

La mesure de l'asymétrie a également été réalisée dans le canal lepton+jets avec un lot de données correspondant à une luminosité de $1,04 \text{ fb}^{-1}$ [19]. Le résultat obtenu est :

$$A^C(t\bar{t}) = -0,018 \pm 0,028 \text{ (stat.)} \pm 0,023 \text{ (syst.)}.$$

La méthode BLUE peut être utilisée pour combiner ce résultat avec notre mesure. Les incertitudes provenant de la statistique des échantillons Monte-Carlo et de la méthode d'étalonnage sont considérées comme décorrélées entre les deux mesures. Toutes les autres incertitudes sont considérées comme 100% corrélées. Le résultat obtenu est de :

$$A^C(t\bar{t}) = 0,029 \pm 0,018 \text{ (stat.)} \pm 0,014 \text{ (syst.)}.$$

Le poids de la mesure dans le canal lepton+jets est de 36,4%, et celui de la mesure dans le canal dileptonique est de 63,6% avec un χ^2 de 2,9. Cette combinaison a permis de réduire l'incertitude globale sur la mesure de plus de 30% par rapport au canal lepton+jets seul et de près de 20% par rapport au canal dileptonique seul.

Au LHC, les mesures sont compatibles avec le modèle standard, ce qui n'est pas le cas au Tevatron comme nous l'avons déjà mentionné (voir section 2.2.1. a). Les modèles de nouvelle physique ne prédisent pas non plus la même asymétrie dans les deux cas. Il est donc intéressant de voir

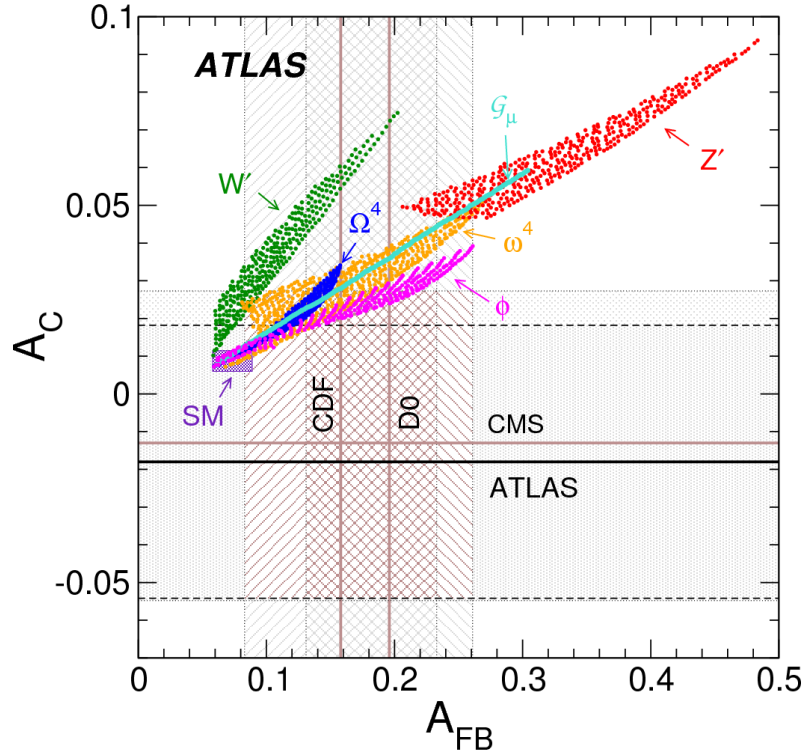


FIG. 8.21 – Valeurs de l'asymétrie de la paire $t\bar{t}$ mesurée au Tevatron sur l'axe x , et au LHC sur l'axe y dans le canal lepton+jets. Celles-ci sont comparées aux prédictions du modèle standard et de différents modèles de nouvelle physique [19].

quels modèles de physique peuvent expliquer l'asymétrie au Tevatron tout en étant compatibles avec les résultats montrés au LHC. Cette étude a été menée pour la publication du résultat dans le canal lepton+jets. La figure 8.21 montre les valeurs mesurées par CDF et D0 sur l'axe des abscisses et celles de CMS et ATLAS sur l'axe des ordonnées. Elles sont comparées à la valeur prédite par le modèle standard dans les deux cas, et aux prédictions des modèles de nouvelle physique. On remarque notamment que les modèles de W' ou Z' qui peuvent expliquer l'asymétrie au Tevatron ne sont que marginalement compatibles avec les mesures du LHC.

8.3 Perspectives

Il est intéressant de résumer les mesures les plus récentes d'asymétrie dans les différentes expériences. Au Tevatron, dans le canal semileptonique, les valeurs mesurées sont :

- à CDF avec $8,7 \text{ fb}^{-1}$: $A_{FB}(t\bar{t}) = 0,162 \pm 0,041 \text{ (stat.)} \pm 0,022 \text{ (syst.)}$ [20] ;
- à D0 avec $5,4 \text{ fb}^{-1}$: $A_{FB}(t\bar{t}) = 0,196 \pm 0,065$ [21].

Les erreurs statistiques sont dominantes pour les mesures des deux expériences. Il serait donc intéressant, en particulier à D0, de mettre à jour l'analyse avec tout l'échantillon de données disponible. L'asymétrie a été également mesurée par CDF dans le canal dileptonique avec $5,4 \text{ fb}^{-1}$ et a été présentée comme résultat préliminaire [22] : $A_{FB}(t\bar{t}) = 0,42 \pm 0,15 \text{ (stat.)} \pm 0,05 \text{ (syst.)}$. Toutes ces valeurs mesurées d'asymétrie sont à l'heure actuelle au-dessus des prédictions théoriques. Les désaccords les plus importants sont de l'ordre de 3σ .

Au LHC, les mesures obtenues sont toutes compatibles avec les prédictions du modèle standard :

- CMS mesure avec $4,9 \text{ fb}^{-1}$ dans le canal lepton+jets :

$$A_C(t\bar{t}) = 0,004 \pm 0,010 \text{ (stat.)} \pm 0,012 \text{ (syst.)} [23].$$

- la combinaison des mesures d'ATLAS dans les canaux semileptoniques (avec $1,0 \text{ fb}^{-1}$) et dileptoniques (avec $4,7 \text{ fb}^{-1}$) est : $A_C(t\bar{t}) = 0,029 \pm 0,018 \text{ (stat.)} \pm 0,014 \text{ (syst.)}$.

L'asymétrie des leptons obtenue dans ATLAS est : $A_{l+l-}^C = 0,023 \pm 0,012 \text{ (stat.)} \pm 0,008 \text{ (syst.)}$ avec $4,7 \text{ fb}^{-1}$. Au LHC, les incertitudes statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur dans le canal lepton+jets, tandis que les erreurs statistiques dominent notre mesure dans le canal dileptonique. Pour gagner en précision, il faut donc mesurer l'asymétrie dans les canaux semileptoniques et dileptoniques avec toutes les données de 2011 et combiner les mesures. Les analyses ne sont pas encore sensibles à des asymétries de l'ordre de celle prédite par le modèle standard, mais le deviendront avec la statistique attendue en 2012 et un travail sur les erreurs systématiques.

Bibliographie

- [1] La Collaboration ATLAS, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 S08003 (2008)
- [2] La Collaboration ATLAS, *Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment*, ATLAS-CONF-2012-042 (2012)
- [3] La Collaboration ATLAS, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, submitted to Eur. Phys. J. C (2012) [arXiv :1112.6426v1]
- [4] La Collaboration ATLAS, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. C 72 1909 (2012)
- [5] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Muon Momentum Resolution in the First Pass Reconstruction of the 2010 p-p Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS-CONF-2011-046 (2011)
- [6] La Collaboration ATLAS, *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS*, Eur. Phys. J. C 72 1844 (2012)
- [7] J. Erdmann, K. Kroeninger, O. Nackenhorst, A. Quadt, *Kinematic fitting of $t\bar{t}$ -events using a likelihood approach : The KLfitter package*, note ATLAS ATL-COM-PHYS-2009-551 (2009)
- [8] F. Kohn, *Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production in pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, CERN-THESIS-2012-024 (2012)
- [9] G.P. Lepage, *VEGAS : An Adaptive Multi-dimensional Integration Program*, Cornell preprint CLNS 80-447 (1980)
- [10] G. D'Agostini, *Improved iterative Bayesian unfolding*, présentation à « Alliance Workshop on Unfolding and Data Correction » (2010) [arXiv :1010.0632]
- [11] J.A. Aguilar-Saavedra, M. Perez-Victoria, *Simple models for the top asymmetry : Constraints and predictions*, J. High Energy Phys. 1109 (2011)
- [12] B. Kersevan, E. Richter-Was, *The Monte Carlo Event Generator AcerMC 1.0 with Interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3*, Comput. Phys. Commun. 149 (2003)
- [13] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari et E. Re, *A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX*, J. High Energy Phys. 1006 (2010)
- [14] H.-L. Lai et al., *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. D 82 (2010)
- [15] J. Pumplin et al., *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, J. High Energy Phys. 0207 (2002)
- [16] A. Valassi, *Combining correlated measurements of several different physical quantities*, Nucl. Instrum. Meth. A 500 (2003)
- [17] L. Lyons, D. Gibaut, P. Clifford, *How To Combine Correlated Estimates Of A Single Physical Quantity*, Nucl. Instrum. Meth. A 270 (1988)
- [18] La Collaboration ATLAS, *Measurement of the charge asymmetry in dileptonic decay of top quark pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, note de conférence ATLAS-CONF-2012-057 (2012)

- [19] La Collaboration ATLAS, *Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, submitted to Eur. Phys. J. C (2012) [arXiv :1203.4211]
- [20] La Collaboration CDF, *Study of the Top Quark Production Asymmetry and Its Mass and Rapidity Dependence in the Full Run II Tevatron Dataset*, note de conférence 10807 (2012)
- [21] La Collaboration D0, *Forward-Backward Asymmetry in Top Quark-Antiquark Production*, Phys. Rev. D 84 (2011)
- [22] La Collaboration CDF, *Measurement of the Forward Backward Asymmetry in Top Pair Production in the Dilepton Decay Channel using 5.1 fb^{-1}* , note de conférence 10436 (2011)
- [23] La Collaboration CMS, *Measurement of the charge asymmetry in top-quark pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Phys. Lett. B 709 (2012)

Conclusion

Non, moi je crois qu'il faut que vous arrêtez d'essayer de dire des trucs. Ça vous fatigue, déjà, et pour les autres, vous vous rendez pas compte de ce que c'est.

Alexandre Astier, Kaamelott

Les caractéristiques atypiques du quark top en font un sujet d'étude passionnant. L'étude précise de ses propriétés pourrait permettre de trouver des indices de physique au-delà du modèle standard. Durant ces trois années de thèse, différentes propriétés du quark top ont été étudiées en utilisant les données de deux expériences situées auprès de deux collisionneurs différents : D0 au Tevatron et ATLAS au LHC. La production de paires de quarks top est différente auprès de ces collisionneurs et il est donc intéressant de comparer les mesures faites dans ces deux expériences. L'état final utilisé pour ces différentes analyses est le canal dileptonique, choisi pour sa grande pureté.

A D0, nous avons réalisé une mesure simultanée de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ et du rapport d'embranchement $t \rightarrow Wb$. Cette mesure est fondée sur l'identification des jets issus de quarks b , en utilisant une méthode des modèles. La mesure réalisée dans le canal dileptonique a été combinée à la même mesure dans le canal semileptonique. Les résultats de la combinaison sont :

$$\begin{aligned} R_b &= 0,899^{+0,041}_{-0,039} \text{ (stat+syst)} \\ \sigma_{t\bar{t}} &= 7,74^{+0,67}_{-0,57} \text{ (stat+syst)}. \end{aligned}$$

La précision obtenue sur la mesure de la section efficace est de 8% et s'approche ainsi de la précision des calculs théoriques. Le résultat sur le rapport d'embranchement était le plus précis au moment de sa publication en 2011.

Dans ATLAS, nous avons mesuré l'asymétrie de charge du quark top dans le canal dileptonique. Ce résultat a ensuite été combiné au résultat du canal semileptonique réalisé avec 1 fb^{-1} . Le résultat de cette combinaison est de :

$$A^C(t\bar{t}) = 0,029 \pm 0,018 \text{ (stat.)} \pm 0,014 \text{ (syst.)},$$

et est compatible avec les prédictions du modèle standard. Ces résultats ont été présentés à la conférence PLHC en juin 2012.